

修士学位論文

ハイパーカミオカンデに向けた新型 20 インチ PMT からのラドン放出率測定

2020 年 2 月 7 日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 185s108s

氏名 塩沢知晃

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

素粒子物理学では素粒子標準模型がほぼ全ての事象の説明を可能にしているが、ニュートリノはこの模型では説明できない性質を持つ。この性質を足掛かりに素粒子標準模型を超える物理の探索を精力的なニュートリノの研究を通してなされている。またニュートリノの持つ相互作用のしにくさを利用し、光学的に観測不可能な様々な天体活動の理解も試みられている。現在、新たなニュートリノ実験としてハイパーカミオカンデ計画が2020年に検出器建造開始、2027年に物理観測開始予定で進められている。この計画の1つとして新型20インチPMTがこの度開発された。ハイパーカミオカンデ実験で観測を行うニュートリノの1つに太陽ニュートリノがあり、このニュートリノの観測上ラドンという元素が問題となる。したがってラドンがどの程度検出器に含まれるかを定量的に知ることが精度の良い太陽ニュートリノ観測に必要となる。ハイパーカミオカンデ検出器に大量に設置される20インチPMTもラドン放出の源となりうるので、このPMTからどの程度ラドンが放出されるかを知ることは重要である。

本研究では今回開発されたPMTから放出されるラドンを測定し、 0.77 ± 0.05 mBq/PMT/dayと求めた。またPMTの連鎖破壊を防ぐために取り付けられるカバーの候補についても測定を行い、有意なラドンの放出がないことを確認した。最後にPMTの測定結果とカバーなどの測定結果から、PMTの構成部材の中でラドンの放出源となっている部分の候補を挙げ、今後の測定課題として提起した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	素粒子標準模型	1
1.2	ニュートリノ	2
1.2.1	太陽ニュートリノ	3
1.2.2	ニュートリノ振動	7
1.3	低エネルギー事象観測上の背景事象	9
第 2 章	スーパーカミオカンデ実験	13
2.1	概要	13
2.2	スーパーカミオカンデ検出器	14
2.2.1	超純水純化装置	15
2.2.2	空気純化装置	16
2.2.3	光センサー	17
2.3	検出原理	22
第 3 章	ハイパーカミオカンデ実験	24
3.1	概要	24
3.2	ハイパーカミオカンデ検出器	25
3.2.1	タンク	26
3.2.2	超純水純化装置	27
3.2.3	光センサー	29
第 4 章	ラドン放出率測定	34
4.1	概要	34
4.2	研究目的	34
4.3	ラドン放出率測定装置	35
4.3.1	装置一覧	35
4.3.2	ラドン濃度測定器	38
4.3.3	データ収集システム	41
4.3.4	装置運転方法	42
4.4	解析手法	45
4.4.1	ラドン濃度測定器の測定原理とエネルギー領域の選択	45
4.4.2	背景事象	48

4.4.3	校正係数	49
4.4.4	解析手順	52
4.4.5	系統誤差	53
4.5	測定対象物の詳細	54
4.6	結果	57
4.6.1	ハイパーカミオカンデ用 PMT	58
4.6.2	スーパーカミオカンデ用 PMT	60
4.6.3	ガラスバルブ	63
4.6.4	ステンレスカバー	66
4.6.5	樹脂カバー	67
4.6.6	アクリルカバー	69
第 5 章	議論と結論	72
5.1	PMT からのラドン放出率	72
5.2	PMT 以外からのラドン放出率	74
5.3	今後の展望	74
補遺 A	ニュートリノ	76
A.1	様々なニュートリノ源	76
A.1.1	地球ニュートリノ	77
A.1.2	加速器ニュートリノ	78
A.1.3	大気ニュートリノ	80
A.1.4	超新星背景ニュートリノ	81
A.2	ニュートリノ振動	82
A.3	物質効果	84
補遺 B	チェレンコフ放射	88
補遺 C	ラドンの崩壊のフィッティング	92
補遺 D	各測定のカウントレートと露点温度	97
参考文献	104
謝辞	116

目次

1.1.1	素粒子標準模型内の素粒子一覧	1
1.2.1	太陽ニュートリノの生成過程とエネルギースペクトル	5
1.3.1	ウラン系列の一覧	10
2.2.1	スーパーカミオカンデ検出器の断面図	14
2.2.2	スーパーカミオカンデの超純水純化装置の循環経路の図	16
2.2.3	スーパーカミオカンデの空気純化装置の流れ図	17
2.2.4	PMT の構造の概略図	18
2.2.5	スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の模式図	19
2.2.6	スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の量子効率の波長依存性	19
2.2.7	スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 p.e. での電子走行時間	19
2.2.8	衝撃波防止カバーの写真	20
2.2.9	アクリルカバーの光の透過率	20
2.2.10	残存磁場の強度分布	21
2.2.11	スーパーカミオカンデ用 8 インチ PMT の量子効率	22
2.2.12	スーパーカミオカンデ用 8 インチ PMT に装着される波長変換板の吸収率	22
3.1.1	太陽ニュートリノが電子ニュートリノとして検出器に到来する確率のエネルギー依存性	26
3.2.1	ハイパーカミオカンデ検出器	27
3.2.2	ハイパーカミオカンデ検出器の断面図	28
3.2.3	検出器内の PMT に残存する地磁気	29
3.2.4	ハイパーカミオカンデで予定されている超純水純化装置の循環経路の模式図	30
3.2.5	ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の模式図	30
3.2.6	ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の量子効率	32
3.2.7	ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 光子相対検出効率	32
3.2.8	ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 光電子での電子走行時間	33
3.2.9	ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 光電子の計数分解能	33
4.3.1	A 系の測定装置全体写真	35
4.3.2	B 系の測定装置全体写真	35
4.3.3	A 系のセットアップの概略図	36
4.3.4	B 系のセットアップの概略図	36
4.3.5	80 L ラドン濃度測定器の断面の概略図	38

4.3.6	700 L ラドン濃度測定器の断面の概略図	38
4.3.7	PN 型フォトダイオードの断面構造の例	40
4.3.8	Si PIN フォトダイオードの写真	40
4.3.9	高電圧分配回路の概略図	40
4.3.10	前段増幅回路の概略図	41
4.3.11	高電圧分配回路の写真	41
4.3.12	前段増幅回路の写真	41
4.3.13	ADC ボード回路の概略図	42
4.3.14	ADC ボード回路の概略図のうちラドン濃度測定器以外からの信号入力用回路	43
4.3.15	ADC ボード回路の写真	44
4.3.16	Raspberry Pi の基板の写真	44
4.3.17	A 系の測定時の空気循環	44
4.3.18	B 系の測定時の空気循環	44
4.3.19	A 系の空気純化時の空気循環	45
4.3.20	B 系の空気純化時の空気循環	45
4.4.1	A 系の全期間とパージ中の測定で得られるエネルギースペクトル	46
4.4.2	B 系の全期間とパージ中の測定で得られるエネルギースペクトル	46
4.4.3	典型的なエネルギースペクトル	47
4.4.4	700L 容器を開けた時の写真	49
4.4.5	較正係数の高電圧依存性	52
4.4.6	較正係数の湿度依存性	52
4.5.1	ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の全体写真	54
4.5.2	スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の全体写真	54
4.5.3	ステンレスカバーの全体写真	56
4.5.4	樹脂カバーの全体写真	56
4.5.5	アクリルカバーの全体写真	56
4.5.6	ガラスバルブの全体写真	56
4.6.1	BG1 のラドン濃度の時間変動	58
4.6.2	700 L 容器にハイパーカミオカンデ用 PMT を 1 つ設置した様子	59
4.6.3	700 L 容器にハイパーカミオカンデ用 PMT を 2 つ設置した様子	59
4.6.4	測定 1 のラドン濃度の時間変動	59
4.6.5	測定 2 のラドン濃度の時間変動	59
4.6.6	BG2 のラドン濃度の時間変動	61
4.6.7	700 L 容器にスーパーカミオカンデ用 PMT を 1 つ設置した様子	61
4.6.8	700 L 容器にスーパーカミオカンデ用 PMT を 2 つ設置した様子	61
4.6.9	測定 3 のラドン濃度の時間変動	62
4.6.10	測定 4 のラドン濃度の時間変動	62
4.6.11	BG3 のラドン濃度の時間変動	64
4.6.12	BG4 のラドン濃度の時間変動	64
4.6.13	700 L 容器にガラスバルブを設置した様子	65

4.6.14	測定 5 のラドン濃度の時間変動	65
4.6.15	700 L 容器にステンレスカバーを設置した様子	66
4.6.16	測定 6 のラドン濃度の時間変動	66
4.6.17	BG5 のラドン濃度の時間変動	67
4.6.18	700 L 容器に樹脂カバーを設置した様子	68
4.6.19	測定 7 のラドン濃度の時間変動	68
4.6.20	700 L 容器にアクリルカバーを設置した様子	70
4.6.21	測定 8 のラドン濃度の時間変動	70
5.1.1	PMT からのラドン放出率の個数依存性	73
5.3.1	PMT からのラドン放出量のケーブル長依存性	75
A.1.1	原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル	77
A.1.2	地球ニュートリノのエネルギースペクトル	78
A.1.3	地球内部の熱量の割合	79
A.1.4	T2K 実験で予想されるニュートリノのエネルギースペクトル	80
A.1.5	大気ニュートリノのエネルギースペクトル	81
A.1.6	理論的な超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトル	82
C.0.1	式 (C.0.3) の時間推移	96
D.0.1	測定 1 のカウントレートの時間推移	97
D.0.2	測定 1 の露点温度の時間推移	97
D.0.3	測定 2 のカウントレートの時間推移	98
D.0.4	測定 2 の露点温度の時間推移	98
D.0.5	測定 3 のカウントレートの時間推移	98
D.0.6	測定 3 の露点温度の時間推移	98
D.0.7	測定 4 のカウントレートの時間推移	99
D.0.8	測定 4 の露点温度の時間推移	99
D.0.9	測定 5 のカウントレートの時間推移	99
D.0.10	測定 5 の露点温度の時間推移	99
D.0.11	測定 6 のカウントレートの時間推移	100
D.0.12	測定 6 の露点温度の時間推移	100
D.0.13	測定 7 のカウントレートの時間推移	100
D.0.14	測定 7 の露点温度の時間推移	100
D.0.15	測定 8 のカウントレートの時間推移	101
D.0.16	測定 8 の露点温度の時間推移	101
D.0.17	BG1 のカウントレートの時間推移	101
D.0.18	BG1 の露点温度の時間推移	101
D.0.19	BG2 のカウントレートの時間推移	102
D.0.20	BG2 の露点温度の時間推移	102

D.0.21	BG3 のカウントレートの時間推移	102
D.0.22	BG3 の露点温度の時間推移	102
D.0.23	BG4 のカウントレートの時間推移	103
D.0.24	BG4 の露点温度の時間推移	103
D.0.25	BG5 のカウントレートの時間推移	103
D.0.26	BG5 の露点温度の時間推移	103

表目次

1.2.1	振動パラメータの測定結果	9
1.3.1	ラドンの化学的な特徴	12
2.1.1	スーパーカミオカンデ検出器の性能の概要	13
2.2.1	スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の仕様	18
2.2.2	スーパーカミオカンデ用旧型 8 インチ PMT の仕様	21
2.2.3	スーパーカミオカンデ用新型 8 インチ PMT の仕様	21
2.3.1	代表的な荷電粒子のチェレンコフ放射が起きるエネルギー閾値	23
3.2.1	ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の仕様	31
4.3.1	計器類の型番	36
4.3.2	Raspberry Pi の仕様	43
4.4.1	イオン化エネルギーの一覧	50
4.4.2	式 (4.4.4) の定数	51
4.6.1	各測定の測定期間	57
4.6.2	BG1 の測定結果	58
4.6.3	ハイパーカミオカンデ用 PMT の測定結果	60
4.6.4	ハイパーカミオカンデ用 PMT からのラドン放出率	60
4.6.5	BG2 の測定結果	60
4.6.6	スーパーカミオカンデ用 PMT の測定結果	62
4.6.7	測定 3 の系統誤差評価	63
4.6.8	スーパーカミオカンデ用 PMT からのラドン放出率	63
4.6.9	BG3 と BG4 の測定結果	64
4.6.10	測定 5 の測定結果	65
4.6.11	ガラスバルブからのラドン放出率	65
4.6.12	測定 6 の測定結果	67
4.6.13	ステンレスカバーからのラドン放出率	67
4.6.14	BG5 の測定結果	68
4.6.15	測定 7 の測定結果	69
4.6.16	樹脂カバーからのラドン放出率	69
4.6.17	測定 8 の測定結果	70
4.6.18	アクリルカバーからのラドン放出率	70

5.1.1	PMT1 個あたりのラドン放出率	73
5.2.1	PMT 以外の測定物からのラドン放出率	74
5.3.1	ケーブル長あたりのラドン放出率	75
C.0.1	^{222}Rn から ^{214}Po までの半減期と崩壊定数	93

第 1 章

序論

1.1 素粒子標準模型

素粒子標準模型とは 1970 年代半ばに体系化され、現在の素粒子が関係する自然現象をほぼ完全に説明している現代素粒子物理学の理論のことである。2012 年に欧州原子核研究機構 (CERN) で質量の起源であるヒッグス粒子が発見されたことにより、現在の素粒子標準模型に表される全ての粒子の存在が確認された。



図 1.1.1: 素粒子標準模型内の素粒子一覧 [1]。図中で W ボソンの電荷が ±0 と表記されているが、正しくは ±1 である。

素粒子標準模型は数学的には $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ のゲージ理論として説明がなされる。素粒子標準模型は物質の構成要素となる「フェルミ粒子」ⁱと力を媒介する「ゲージ粒子」ⁱⁱ、質量の起源である「ヒッグス粒子」ⁱⁱⁱに分類される。フェルミ粒子は「レプトン」と「クォーク」に分けられ、これらは主に相互作用する力の

ⁱ 正しくは「フェルミ・ディラック統計」に従う粒子を「フェルミ粒子=フェルミオン」と呼び、後述のクォークやレプトンがフェルミ・ディラック統計に従うため、ここではまとめて「フェルミ粒子」と呼んでいる。

ⁱⁱ 図 1.1.1 では「ゲージボソン」と書かれているが、これはゲージ粒子が「ボース・アインシュタイン統計」に従う「ボース粒子=ボソン」であるために、このように呼称されている。

ⁱⁱⁱ 図 1.1.1 では「スカラーボソン」と書かれているが、これはスピンが 0 のボソンのことである。

違いにより分けられている。現在、自然界に存在することが知られている力は「強い力」、「電磁気力」、「弱い力」、「重力」の4つであり、素粒子標準模型はその中で強い力、弱い力、電磁気力を理論的に説明する。数学的には強い力がSU(3)、弱い力がSU(2)、電磁気力がU(1)で記述されている。この力の中で強い力はクォークと相互作用し、弱い力はレプトンとクォークに相互作用する。また電磁気力は電荷を有する粒子に相互作用する。それぞれの力を媒介する粒子として、強い力はグルーオン、弱い力はWボソンとZボソン、電磁気力は光子が存在する。フェルミ粒子にはその特徴の中で質量のみ異なる^{iv}粒子がそれぞれの電荷に応じて存在しており、これを世代と呼ぶ。素粒子標準模型の枠組みでは世代は3つであると考えられている。

以上のような粒子の分類や相互作用により素粒子標準模型は自然現象を表現している。しかし素粒子標準模型でも説明が出来ないことがあり、その一つとしてニュートリノの諸性質が挙げられる。次節ではこのニュートリノについて説明する。

1.2 ニュートリノ

第1.1節において、自然をほぼ完全に説明する素粒子標準模型では説明されない性質をもつ素粒子として、ニュートリノが存在することを述べた。本節ではこのニュートリノについて説明する。

ニュートリノは素粒子標準模型内で

- 弱い相互作用をする中性レプトンであり、荷電レプトン (e, μ, τ) に応じて3世代存在する。
- 電荷をもたない。
- 質量がなく、左巻きしか存在しない。

という性質があるとされている。

1930年にパウリが β 崩壊においてエネルギー運動量保存の法則が満たされるよう導入した中性粒子であり、当初は「ニュートロン」と命名された。しかし1932年に現在「ニュートロン」と呼ばれる「中性子」が発見されたため、1933年にパウリ考案の中性粒子を研究していたフェルミによって「ニュートリノ」と命名される[2]。その後1956年に初めてライネスとコーワンが原子炉で生じる反電子ニュートリノを発見し[3]、1962年にレーダーマンらが加速器からのミューニュートリノを発見した[4]。以後様々なニュートリノ観測実験が行われ、現在に至るまでに軽いニュートリノは3世代存在すること[5]、自然に様々なニュートリノ源が存在すること、素粒子標準模型では質量がないとされているニュートリノには質量があること[6]などが分かっている。

ニュートリノに関して素粒子標準模型では説明できないこととしてすでに判明していることに、先述のように有限質量を有することが挙げられる。素粒子標準模型で説明出来ない性質があるために、ニュートリノの性質の理解を通して素粒子標準模型を超える理論の探索が行われている。素粒子標準模型を超える理論の探索を行う研究の中で現在注目されているニュートリノの性質としては次のものがある。

ニュートリノの質量

現在ニュートリノの質量については、「ニュートリノ振動」という現象により測定された世代間の質量の2乗差が有限質量の証拠となっている。その質量は三重水素を用いた実験により1.1 eV未満であることが知られている[7][8]が、絶対値は測定されていない。絶対値が測定されれば素粒子標準模型を超えるニュートリノの性質が1つ分かることとなり、素粒子標準模型を超えた理論の整合性の判断の一つの基準として使用することが出来る。なおニュートリノ振動については第1.2.2節で説明する。

^{iv} 質量の違いにより寿命も異なるが、2つに対応関係があるため、ここでは「質量のみ」と述べている。

ニュートリノのマヨラナ性

「マヨラナ性」とは粒子と反粒子が同じであるという性質である。粒子と反粒子の違いには電荷の符号の違いが含まれるため、電荷を有する粒子は粒子と反粒子が明確に区別される。一方でニュートリノは電荷がないため、マヨラナ性を有する可能性がある。ニュートリノがマヨラナ粒子である場合には、ニュートリノの質量が軽い原因を「シーソー機構」という理論 [9][10][11] により説明することが可能となる。またニュートリノがマヨラナ性を有する場合、相互作用の前後で保存すると考えられているレプトン数 ν が保存しなくなる。これらから新たな理論の構築に資すると考えられている。

1.2.1 太陽ニュートリノ

ニュートリノ観測実験ではニュートリノの発生源に応じて名前が付けられている。その中で太陽からやってくるニュートリノを「太陽ニュートリノ」と呼ぶ。本節では太陽ニュートリノについての概要を述べる。

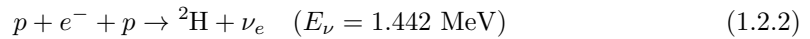
太陽ニュートリノは太陽内部で起きるいくつかの核融合過程で発生する。以下に太陽ニュートリノが放出される反応を示す [12]。

- pp chain(陽子-陽子連鎖反応、pp チェイン): 陽子 (p) を始まりとして連鎖的に生じる核融合反応である。

pp ニュートリノ [13]



pep ニュートリノ [13]



${}^7\text{Be}$ ニュートリノ [14]



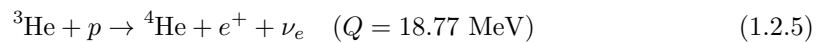
この反応では ${}^7\text{Be}$ の状態によって放出されるニュートリノのエネルギーが異なり、0.862 MeV を有する場合が 89.7%、0.384 MeV を有する場合が 10.3% である。

${}^8\text{B}$ ニュートリノ [15]



この反応で電子ニュートリノが持ち去るエネルギーは 14.06 MeV 以下 [16] である。

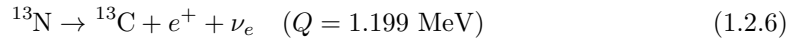
hep ニュートリノ [17]



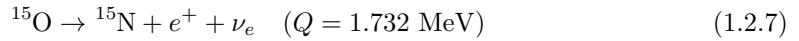
- CNO cycle(CNO 循環連鎖反応): 炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) が関わり、水素からヘリウムが生成される核融合反応である [18][19]。この反応は図 1.2.1 の上図の”CNO cycle” にあるように循環的に繰り返し起きることが pp チェインの反応と異なる。

ν レプトンは 1、レプトンの反粒子は -1、その他の粒子は 0 を取る数

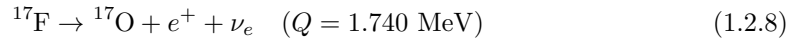
^{13}N ニュートリノ [12]



^{15}O ニュートリノ [12]



^{17}F ニュートリノ [12]



なお Q とは反応生成物が 3 種類の時の陽電子 (e^+) と電子ニュートリノが持ち去るエネルギーの和であり、 E_ν は反応生成物が 2 種類の時の電子ニュートリノが持ち去るエネルギーである。pp チェインと CNO サイクルの割合は恒星の温度に依存しており、太陽の場合は約 95.5:0.5 である [20]。図 1.2.1 に太陽ニュートリノの生成過程とエネルギースペクトルの図を示す。歴史的には、太陽ニュートリノの観測を通して第 1.2.2 節で述べるニュートリノ振動を示唆する実験事実を初めて得た^{vi}。また太陽は地球で最も近くにある恒星であるため、ニュートリノを含めた様々な手法により星の活動を観測することができる。特にニュートリノはほとんど相互作用せず、ニュートリノの発生から太陽外へ放出されるまでの時間が光に比べて非常に速いため、今の太陽の内部活動を知る上で太陽ニュートリノは非常に有用である。

太陽ニュートリノはこれまでに様々な手法で観測が行われてきた。ここからは代表的な太陽ニュートリノ観測実験について取り上げる。

Homestake[22][23]

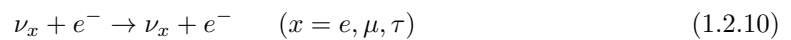
Homestake 実験はアメリカのサウスダコタにあるホームステイク鉱山の地下約 1,478 m で 1972 年から 1992 年まで観測が行われた世界初の太陽ニュートリノ観測実験である。太陽ニュートリノの中でも ^7Be ニュートリノと ^8B ニュートリノの観測を目指した。この実験では次の反応により太陽ニュートリノを観測する。



ニュートリノを反応させる標的として 615 トンの液体テトラクロロエチレン (C_2Cl_4) を使用する。式 (1.2.9) で生じた半減期 34.8 日の ^{37}Ar を回収し、 ^{37}Ar が崩壊した際に放出されるオーグメント電子を比例計数管にて計測することで太陽ニュートリノの数を測定した。

カミオカンデ [24][25]

カミオカンデ (KAMIOKANDE) とは”KAMIOKA Nucleon Decay Experiment” のことで、日本の岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下約 1,000 m で 1984 年から 1995 年まで観測が行われていた実験である。当初は核子崩壊の探索を目指していた実験であるが、ニュートリノ観測にも感度を持たせるように改良された後、太陽ニュートリノの中でも ^8B ニュートリノの観測を目指した。ニュートリノの観測には次の反応を利用する。



^{vi} なおニュートリノ振動の存在の証明をした際に用いられたのは補遺 A.1.3 節で述べる大気ニュートリノである。

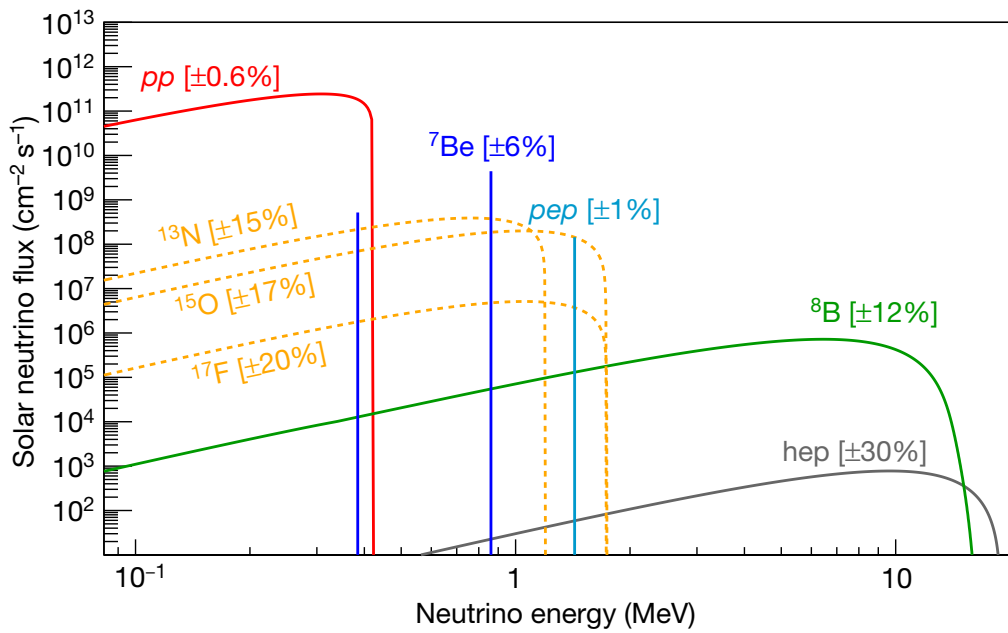
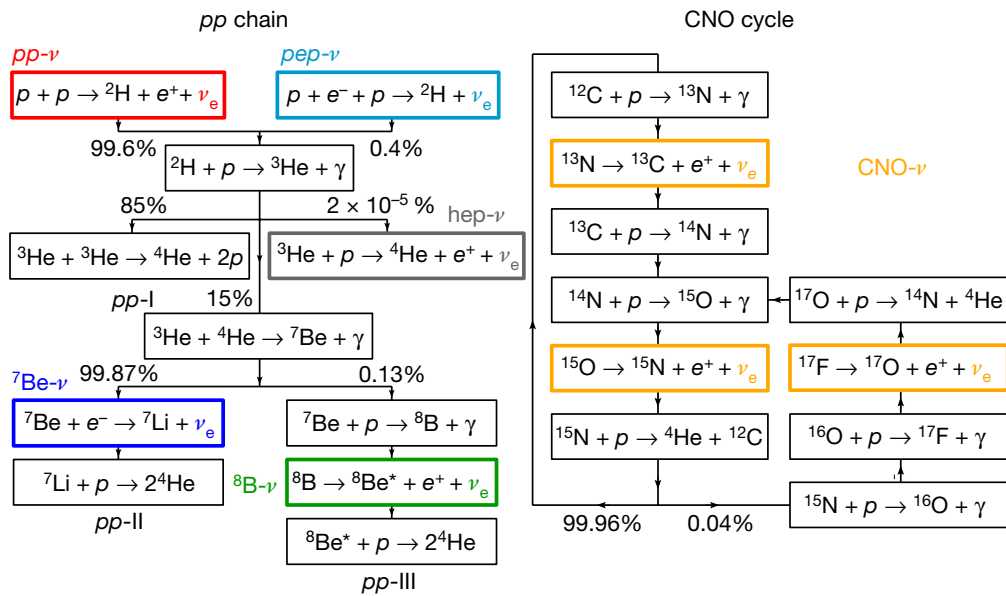


図 1.2.1: 太陽ニュートリノの生成過程とエネルギースペクトル [21]。上図が太陽ニュートリノの生成に関わる核融合反応の進み方を図示したものであり、下図が太陽ニュートリノのエネルギースペクトルである。上図で割合が示されている場合は分岐比 (pp chain の最上流は ${}^2\text{H}$ の生成元となる反応割合) を表している。

ニュートリノを反応させる標的として水を利用し、水分子中の電子が弾性散乱された際に生じるチェレンコフ光を用いて、到来方向分布における観測数の超過から太陽ニュートリノのフラックスを測定した。チェレンコフ光はニュートリノの飛来方向の情報を持つため、カミオカンデ実験は世界で初めて太陽方向からニュートリノが到来していることを示した実験である。

SAGE[26][27]

SAGEとは”The RuSSian(Soviet)-American Gallium solar neutrino Experiment”のことで、ロシアの北コーカサス山脈の地下約1,680 mにあるバクサンニュートリノ観測所で1986年から観測が行われている実験である。太陽ニュートリノの中でも特にフラックスの大きなppニュートリノの観測を目指したこの実験では次の反応により太陽ニュートリノを観測する。



ニュートリノを反応させる標的としてガリウムを使用する。式(1.2.11)で生じた ${}^{71}\text{Ge}$ を最終的にゲルマン(GeH_4)の形で回収し、半減期11.43日の ${}^{71}\text{Ge}$ が崩壊した際に放出されるオージェ電子を比例計数管にて計測することで太陽ニュートリノの数を測定した。本実験はそれまでに行われてこなかったppニュートリノの観測を初めて行った。

GALLEX/GNO[28][29]

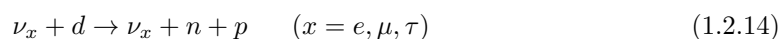
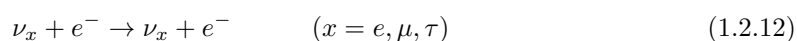
GALLEXとは”GALLium EXperiment”のこと、GNOとは”Gallium Neutrino Observatory”のことで、イタリアのグランサッソ国立研究所で行われている実験である。GNOはGALLEXを引き継いで行われていた実験である。GALLEXは1991年から1997年まで、GNOは1998年から2003まで観測を行っていた。GALLEX/GNOはSAGE実験と同じ手法で観測を行った。本実験はSAGE実験と同様にppニュートリノの観測を行った。

スーパーカミオカンデ [30][31]

スーパーカミオカンデ(Super-Kamiokande)とは”Super-Kamioka Nucleon Decay Experiment”、または”Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment”のことで、カミオカンデ実験を継承し、岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下約1,000 mで1996年から観測が行われている実験である。太陽ニュートリノ観測はカミオカンデ実験と同じ ${}^8\text{B}$ ニュートリノを式(1.2.10)の反応式で生じるチェレンコフ光を用いており、現在も観測を行っている。本実験は現在運転されている太陽ニュートリノ観測実験の中で最も長い期間測定を行っている。検出器の詳細は第2章に示す。

SNO[32][33]

SNOとは”the Sudbury Neutrino Observatory”のことで、カナダのクレイトン鉱山の地下2,039 mにあるサドバリーニュートリノ観測施設で1999年から2006年まで行われていた実験である。SNOは太陽ニュートリノの中でも ${}^8\text{B}$ ニュートリノの観測を目指した。ニュートリノの観測には次の3つの反応それぞれを利用する。



なお d とは重水素のことを表している。ニュートリノを反応させる標的として重水 (D_2O) を使用し、式 (1.2.12) で太陽ニュートリノの到来方向や ν_e と ν_μ, ν_τ の反応率^{vii}の違いを考慮した測定を、式 (1.2.13) で太陽ニュートリノの中で ν_e 成分のフラックスの測定を、式 (1.2.14) で全てのフレーバーのニュートリノのフラックスの測定を行った。本実験は世界で初めて重水を利用した大型水チェレンコフ検出器を使用しており、電子ニュートリノとそれ以外のニュートリノのフラックスを分けて測定した点が特徴的である。

KamLAND[34][35]

KamLAND とは”Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector” のことで、日本の岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下約 1,000 m で 2002 年から 2011 年まで観測が行われていた、主に原子炉ニュートリノなどの低エネルギーのニュートリノの観測を目指す実験である。太陽ニュートリノ観測では 8B ニュートリノや 7Be ニュートリノを式 (1.2.10) により検出する。ニュートリノを反応させる標的は 2,5-ジフェニルオキサゾールを溶解したドデカンと 1,2,4-トリメチルベンゼンを混ぜた有機溶媒である。これらの分子中の電子とニュートリノが式 (1.2.10) で反応した際に生じるシンチレータ光やチェレンコフ光を観測することで太陽ニュートリノを検出する。

Borexino[36][37]

Borexino とは”BORon solar neutrino EXperiment -ino” のこと [38] で、イタリアのグランサッソ国立研究所で 2007 年から行われている実験であり、検出器は地下約 1,400 m に存在する。Borexino は様々な太陽ニュートリノの観測を目的としているが、 7Be ニュートリノの観測を主目的としている。標的には 2,5-ジフェニルオキサゾールやジメチルフタレートを溶解した 1,2,4-トリメチルベンゼンを混ぜた有機溶媒を使用する。この有機溶媒中の電子と式 (1.2.10) で反応した際に生じるシンチレータ光やチェレンコフ光を観測することで太陽ニュートリノを検出する。本実験は 7Be ニュートリノや pp ニュートリノのフラックスを精度よく測定した点が特徴的である。

1.2.2 ニュートリノ振動

素粒子標準模型ではニュートリノは質量がないとされている。しかし 1998 年にスーパーカミオカンデ実験が大気ニュートリノを用いて、ニュートリノが質量を持っていることを示す「ニュートリノ振動」という現象を発見した [6]。ニュートリノ振動とは 2 世代以上存在しているニュートリノが伝播する間に元々のフレーバー^{viii}から別のフレーバーに変化してしまうという現象である。本節ではこのニュートリノ振動の理論と観測について述べる。なお本節では明示しない限り自然単位系を採用する。

ニュートリノには現在のところ 3 種類存在することが知られているが、その分類の仕方は 2 通りあり、1 つは弱い力の相互作用の仕方の違いに寄与する「フレーバー」による分け方と、もう 1 つは世代の違いを表す「質量」による分け方である。クォークの場合は「ほぼ」フレーバーの違いと質量の違いは一致するが^{ix}、ニュートリノはフレーバーの違いと質量の違いは 1 対 1 で対応せず、各フレーバーはいくつかの異なる質量を

^{vii} より正確には ν_μ, ν_τ の反応断面積が ν_e の約 1/6 である。

^{viii} 現在ニュートリノのフレーバーとして存在が知られているのは電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの 3 つである。

^{ix} 厳密には異なる。これはクォークの CP 非対称性から生じるものである。CP 対称性については後述する。

持つニュートリノの重ね合わせで存在する。ニュートリノのフレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)、質量固有状態を $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) として、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.2.15)$$

と表した際の、ユニタリー行列 U は次のように表される。

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2.16)$$

式 (1.2.16) で $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ を表しており、 θ_{ij} は質量固有状態 i と j の混合の度合いを示す混合角を表している。また $\delta, \alpha_1, \alpha_2$ は CP 対称性を破る位相で、 α_1, α_2 はニュートリノがマヨラナ粒子である時に 0 でない値をとる。CP 対称性とは、電荷を反対にする変換 (C) と座標を反転させる変換 (P) を同時に行っても、変換の前後で起きる反応は同じであるという対称性である。このユニタリー行列を PMNS 混合行列^{*}[39][40][41] と呼ぶ。

またあるフレーバー α のニュートリノが真空中を伝播し、あるフレーバー β で観測される確率 $P_{\alpha\beta}$ を表すと

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta} &= \delta_{\alpha\beta} \\ &\quad - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.2.17)$$

となる (式 (1.2.17) の導出は補遺 A.2 節で示す。)。ここで $\langle \nu_i | \nu_j \rangle = \delta_{ij}$ であり、 L はニュートリノが生成された点から伝播した距離、 E はニュートリノのエネルギーである。また $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ で定義されるニュートリノの質量の 2 乗の差である。3 フレーバーでも考えることは可能であるが非常に煩雑なため、ここでは太陽ニュートリノや大気ニュートリノはあるフレーバー間での振動の振幅が小さく、結果として 2 つのフレーバー間での振動が有意に観測されるという事実を反映して 2 フレーバーでの振動について考える。

2 フレーバーでの振動を考える時、混合行列は質量固有状態の混合角 θ を用いて、

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.2.18)$$

と表せて、2 つのフレーバー λ, η の状態は

$$\begin{aligned} |\nu_\lambda\rangle &= \cos \theta |\nu_i\rangle + \sin \theta |\nu_j\rangle \\ |\nu_\eta\rangle &= -\sin \theta |\nu_i\rangle + \cos \theta |\nu_j\rangle \end{aligned} \quad (1.2.19)$$

^{*} PMNS: ボンテコルボ・牧・中川・坂田

と表せる。この時ニュートリノ振動により $\lambda \rightarrow \eta$ のようにフレーバーが変化する確率 $P_{\lambda\eta}$ は

$$P_{\lambda\eta} = |\langle \nu_\eta | \nu_\lambda(t) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \quad (1.2.20)$$

となる。式 (1.2.20) において

$$\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \simeq \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \cdot L [\text{m}]}{4E [\text{eV}]} \frac{\hbar c}{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}} \simeq \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \cdot L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]}$$

である。この関係からニュートリノ源までの距離とニュートリノのエネルギー、検出器での観測するニュートリノのフラックスが分かれば、検出数からニュートリノの質量の2乗差が求めることが出来る。ニュートリノ振動は大気ニュートリノにおけるミューニュートリノが地球を通過してきたものと、通過してきていないもので数が異なることからその存在が証明され [6]、太陽ニュートリノにおける電子ニュートリノの予測値からのずれについての説明も与えることとなった。

本論文執筆時点でニュートリノ振動を表す振動パラメータの測定結果を表 1.2.1 に示す。

変数名	順階層		逆階層	
	best-fit と 1σ の誤差	3σ の範囲	best-fit と 1σ の誤差	3σ の範囲
$\Delta m_{21}^2 [\times 10^{-5} \text{ eV}^2]$	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	6.79 - 8.01	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	6.79 - 8.01
$\Delta m_{31}^2 [\times 10^{-3} \text{ eV}^2]$	$2.528^{+0.029}_{-0.031}$	2.436 - 2.618	***	
$\Delta m_{23}^2 [\times 10^{-3} \text{ eV}^2]$	***		$2.510^{+0.030}_{-0.031}$	2.601 - 2.419
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.310^{+0.013}_{-0.012}$	0.275 - 0.350	$0.310^{+0.013}_{-0.012}$	0.275 - 0.350
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.563^{+0.018}_{-0.024}$	0.433 - 0.609	$0.565^{+0.017}_{-0.022}$	0.436 - 0.610
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02237^{+0.00066}_{-0.00065}$	0.02044 - 0.02435	$0.02259^{+0.00065}_{-0.00065}$	0.02064 - 0.02457
$\delta [^\circ]$	221^{+39}_{-28}	144 - 357	282^{+23}_{-25}	205 - 348

表 1.2.1: 振動パラメータの測定結果 [42][43]。順階層とは質量の大きさが $m_1 < m_2 < m_3$ の順番の場合、逆階層とは $m_3 < m_1 < m_2$ の順番の場合を指す。 Δm_{31}^2 と Δm_{23}^2 は正の値をとることからそれぞれ順階層と逆階層のみで定義している。

1.3 低エネルギー事象観測上の背景事象

ニュートリノ観測を始めとする稀事象探索実験では宇宙線由来の背景事象が観測上の1つの問題となる。宇宙線は物質(岩盤や水)で遮蔽することが出来るため、多くのニュートリノ観測実験を始めとする稀事象探索実験は地下や山の内部で実験が行われている。しかし地下や山の内部で実験を行う際は周囲を岩盤で囲まれているので、岩盤から放出される放射性元素が崩壊した際に生じる放射線による背景事象を考慮しなければならない。特に岩盤中に存在するラジウム (^{226}Ra) が崩壊して生じるラドン (^{222}Rn) はその化学的特徴(表 1.3.1)から検出器に混入しやすい。混入した ^{222}Rn は崩壊の過程で MeV オーダーの放射線を放出することから、MeV オーダーの稀事象を観測する上で ^{222}Rn は背景事象源となる。本節では ^{226}Ra や ^{222}Rn が属するウラン系列について述べる。

放射性元素には He 原子核を放出して崩壊する α 崩壊や e^- や e^+ とニュートリノを放出して崩壊する β 崩壊を通して、安定化するまでに様々な元素に変化するものが存在する。その一連の崩壊過程を系列としてまと

めたものを放射性崩壊系列と呼ぶ。放射性崩壊系列の中で自然界に存在するものとして代表的なものは4種類存在し、その中でウラン (^{238}U) を始めとする崩壊系列を「ウラン系列」と呼ぶ^{xi}。図 1.3.1 にウラン系列を模式図にしたものを示す。

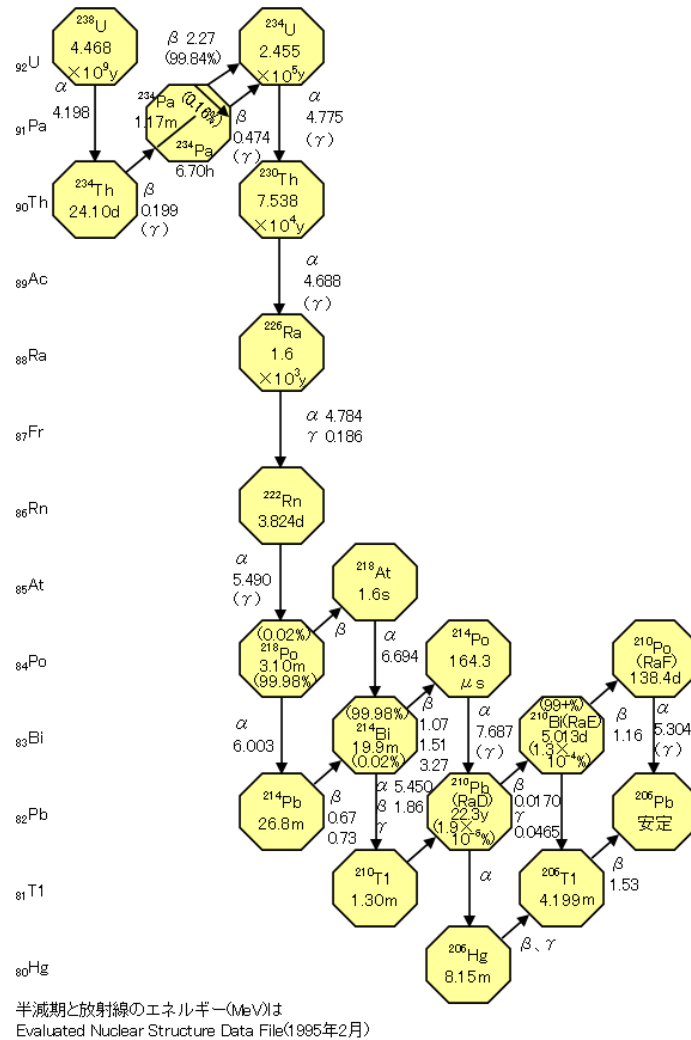


図2 ウラン(^{238}U)壊変系列

[出典] 日本アイトーブ協会(編):アイトーブ手帳、丸善(2002年7月)、p.13

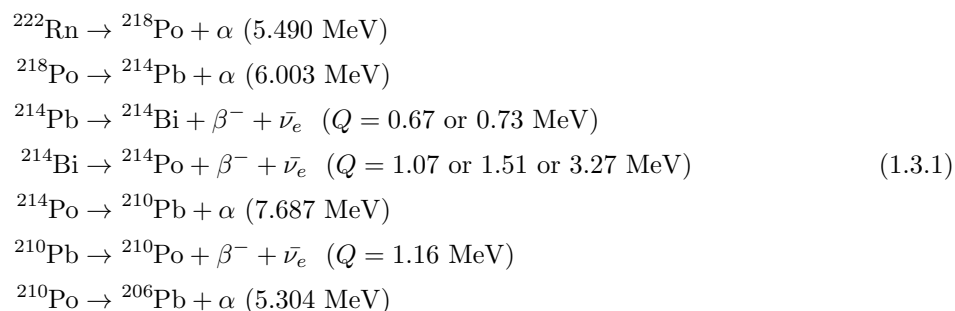
図 1.3.1: ウラン系列の一覧 [44]

^{238}U は地球誕生当時から地球に存在しており岩盤中、特に花崗岩に多く含まれる。この ^{238}U は半減期が 24.6 万年の ^{234}U をはじめとする半減期が非常に長い放射性元素を経て ^{226}Ra に崩壊する^{xii}。また ^{226}Ra が崩壊すると ^{222}Rn になる。 ^{226}Ra は半減期が約 1600 年なので、一度検出器の部材等に混入してしまうと 10 年から 20 年程度のタイムスケールの観測実験において ^{226}Ra は定常的に ^{222}Rn を放出してしまう。式 (1.3.1)

^{xi} 他にトリウム (^{232}Th) を始めとする「トリウム系列」、ウラン (^{235}U) を始めとして、アクチニウム (^{227}Ac) を経て崩壊する「アクチニウム系列」、ネプツニウム (^{237}Np) を始めとする「ネプツニウム系列」が存在する。

^{xii} キュリー夫妻が 1903 年にノーベル物理学賞を受賞するに至る発見をした放射性元素である。

に ^{222}Rn が安定な鉛 (^{206}Pb) に崩壊をするまでの崩壊の反応式を列挙する。



ここで式 (1.3.1) において Q とは β 線とニュートリノが持ち去ったエネルギーの和である。ただし列挙したのは主たる崩壊経路のみである。

スーパーカミオカンデやハイパーカミオカンデで観測を行う太陽ニュートリノは主に ^8B ニュートリノである。このニュートリノのエネルギーは約 14 MeV 以下であり、統計量を増やすためには可能な限りさらに低いエネルギーまで観測する必要がある。低エネルギーまで観測を行う上でウラン系列の放射性元素で問題となるのは ^{214}Bi の β 崩壊で生じる電子による背景事象である。スーパーカミオカンデやハイパーカミオカンデは地下で実験を行うことから、岩盤中に多く含まれている ^{226}Ra が崩壊して生じる ^{222}Rn 由来の背景事象は、仮に地上で実験を行うときと比べて多くなりやすい。また一度検出器の部材に混入してしまった ^{226}Ra も ^{222}Rn を放出することから、大型の検出器を使用するスーパーカミオカンデ実験やハイパーカミオカンデ実験は小型検出器を使用する実験に比べて、同じ部材を使用した場合でも部材の使用量に比例して ^{226}Ra の混入が増加する可能性がある。よってスーパーカミオカンデやハイパーカミオカンデでの ^8B ニュートリノ観測などの MeV オーダーの稀事象探索実験では、岩盤から放出される ^{222}Rn や部材に混入している ^{226}Ra を除去することが必要となる。このような背景から検出器周辺のラドン濃度や検出器の部材から放出されるラドンの量により検出器に混入する量の評価をすることが重要となる。本節の最後にラドンの化学的な特徴を表 1.3.1 に示す。

原子番号	86
族	18 (希ガス元素)
周期	6
標準状態での状態	気体 (単原子分子として存在)
密度	$9.074 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$
色	無
匂い	無
融点	-71°C
沸点	-61.7°C
原子半径	$2.20 \times 10^{-10} \text{ m}$
共有結合半径	$1.46 \times 10^{-10} \text{ m}$
第1イオン化エネルギー	1037.073 kJ/mol
主な放射線同位体	^{211}Rn (半減期 14.6 時間) ^{220}Rn (半減期 55.6 秒) ^{222}Rn (半減期 3.82 日)
その他	電氣的に中性、化学的に不活性

表 1.3.1: ラドンの化学的な特徴 [45]

第2章

スーパーカミオカンデ実験

2.1 概要

スーパーカミオカンデ実験は岐阜県飛騨市にある池ノ山の地下約 1,000 m にある大型水チェレンコフ検出器を用いたニュートリノ実験である。1996 年 4 月から観測を開始し、現在に至るまで 20 年以上運用を行っている。先代のカミオカンデ実験の主目的であった陽子崩壊探索をはじめ、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、加速器ニュートリノなどの観測を行ってきた。それぞれのニュートリノ観測における成果として、太陽ニュートリノ観測ではカナダの SNO 実験などの他の太陽ニュートリノ観測実験の結果とスーパーカミオカンデでの観測結果とを合わせて太陽ニュートリノ問題の解決に導いた [31]。また大気ニュートリノ観測ではニュートリノ振動の存在を証明した [6]。さらに加速器ニュートリノ観測ではニュートリノ振動 (第 1.2.2 節) を表現する振動パラメータの精度の良い測定を行っている [46]。この章ではスーパーカミオカンデ検出器の構成要素について述べる。なお詳細は [47] に記されている。

スーパーカミオカンデは観測開始以来、5 つの測定期間が存在している。表 2.1.1 に各測定期間でのスーパーカミオカンデ検出器の性能の概要を示す。

測定期間の名称	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V
データ取得期間	1994 年 4 月 ~2001 年 7 月	2002 年 10 月 ~2005 年 10 月	2006 年 7 月 ~2008 年 8 月	2008 年 9 月 ~2018 年 5 月	2019 年 1 月以後 データ取得中
ライブタイム *	1496 日	791 日	548 日	2970 日	-
内水槽用 光電子増倍管	11,146 本	5,182 本	11,129 本		
外水槽用 光電子増倍管	1,885 本				
光電面被覆率	40%	19%	40%		
衝撃波防止カバー	無	有			

表 2.1.1: スーパーカミオカンデ検出器の性能の概要

* ここで「ライブタイム」とは太陽ニュートリノ観測上のライブタイムを指す。

2.2 スーパーカミオカンデ検出器

検出器は直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒型で超純水が約 5 万トン満たされており、光学的に内外 2 層に分かれている。図 2.2.1 に検出器の断面図を示す。内水槽は直径 33.8 m、高さ 36.2 m であり、内向きに直径 20 インチ (50 cm) の光電子増倍管が約 11,000 本取り付けられている。内水槽では主にニュートリノが水分子中の電子や原子核と反応して生じるチェレンコフ光を観測することで、ニュートリノの検出を行う。外水槽は内水槽を取り囲むように約 2.5 m 幅で存在しており、外向きに直径 8 インチ (20 cm) の光電子増倍管が 1,885 本取り付けられている。外水槽では主に宇宙線由来のチェレンコフ光を観測することで、宇宙線由来の事象の選別を行う。また外水槽は壁からの γ 線の侵入を防ぐ役割も果たしている。チェレンコフ光の観測には水の優れた透過長の実現、維持が必要となる。また低エネルギーニュートリノの観測上問題となるラドンの除去をする必要がある。これらの観点から超純水と検出器内外に入れられる空気は純化される必要があり、スーパーカミオカンデでは純水と空気の純化装置が存在する。

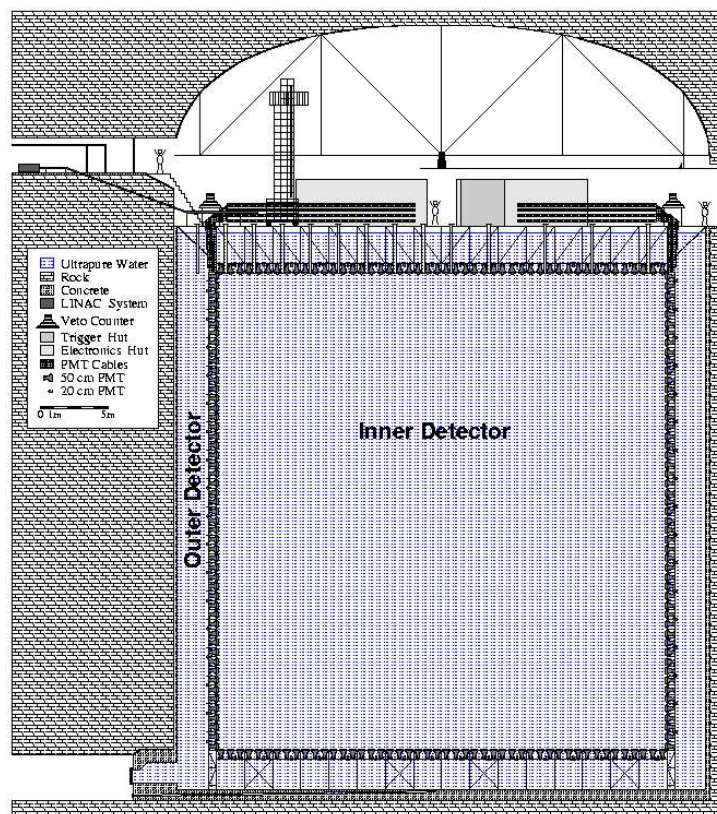


図 2.2.1: スーパーカミオカンデ検出器の断面図 [47]

2.2.1 超純水純化装置

スーパーカミオカンデ実験ではニュートリノが水分子と相互作用をした際に発生する微弱な光を捕らえる必要があるため、検出器の大きさに比べて十分に長い水の透過長が要求される。まずゴミなどの不純物が超純水に含まれていると水の透過長が悪くなる。さらに超純水中に放射性不純物が含まれていると、それから発生する β 線や γ 線によって背景事象が生じてしまう可能性もある。したがってこれら不純物や放射性物質は可能な限り取り除く必要がある。また内部に配置されている光検出器の暗電流によるノイズは光検出器の温度が上昇するとより高いレートとなる。これを防ぐには光検出器の温度上昇を抑える必要があり、これを達成するために光検出器周りの水温を一定に保つ必要もある。これらの問題を解決するためにスーパーカミオカンデでは独自の超純水純化装置を導入している。ここではSK-IVまでの運用で採用されていた超純水純化装置について説明する。超純水の純化の過程は次のとおりである。超純水の循環経路は図2.2.2に示す。

1. 検出器から超純水を回収し、1 μm メッシュのフィルター (FILTER(1 μm Nom.)) を通す。これにより水の透過長を悪くしたり、検出器内でラドンを放出しうるごみや分子を取り除く。
2. 熱交換器 (HEAT EXCHANGER) を通し、水温を下げる。これによりPMTのダークノイズを減らす。また水の透過長を悪くする原因となるバクテリアの成長を抑える。
3. カートリッジポリシャ (CARTRIDGE POLISHER) を通す。これにより水の透過長を下げたり放射性同位体を含みうる重イオンなどを取り除く。この装置を通すと検出器から回収した水の典型的な抵抗率11 $\text{M}\Omega\text{ cm}$ が化学的な限界である18.24 $\text{M}\Omega\text{ cm}$ となる。
4. 紫外線殺菌装置 (UV STERILIZER) を通すことで大腸菌などの細菌を殺す。
5. ラドンレスエア溶解タンク (RN-LESS-AIR DISSOLVE TANK) に送り込み、一旦ラドンレスエアⁱを水に溶かす。これにより後に処理を行う真空膜脱気装置の効率を上げる。
6. 逆浸透膜装置 (REVERSE OSMOSIS) に通し、イオンや0.1 nm以上のごみ、細菌などを取り除く。
7. 再度熱交換器を通し、水温を下げる。
8. 真空脱気装置 (VACUUM DEGASIFIER) を通し、水中のラドンガスや酸素ガスを取り除く。ラドンガスの除去効率は約96%で酸素濃度は装置を通した後に0.06 mg/Lとなる。
9. UF膜装置 (ULTRA FILTER) を通し、10 nmより大きい、もしくは分子量が10,000より大きい分子を取り除く。
10. 膜脱気装置 (MEMBRANE DEGASIFIER) を通し、水中に溶けているラドンを取り除く。酸素濃度は装置を通した後に0.3 mg/Lとなり、ラドン除去効率は約83%である。ただしこの膜脱気装置はラドン放出源となっていることが分かったため、SK-IVの期間中2014年5月22日以降ではバイパスされ、使用されていない [48]。
11. 熱交換器 (この熱交換器は図2.2.2には記載されていない。) を通し、検出器に送る。

なお検出器内部の超純水は純化されて循環されるが、鉱山の地下水も補給水として使用している。回収された地下水は一旦バッファタンク (BUFFER TANK) に集められ、分子フィルターと逆浸透膜装置を通し、超純水の循環と同じ処理がされて検出器に送られる。

ⁱ 第2.2.2節で述べる純化された空気を指す。

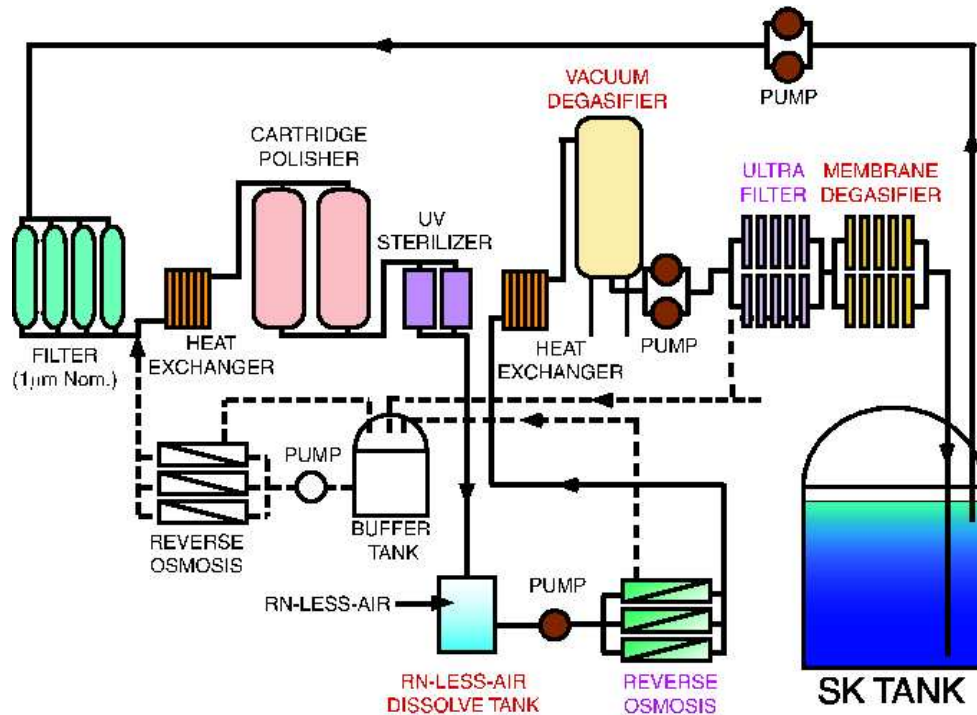


図 2.2.2: スーパーカミオカンデの超純水純化装置の循環経路の図 [47] (ただしこの循環経路の図は SK-V から変更された。)

2.2.2 空気純化装置

神岡鉱山内部の空気には地表の空気比べて多くのウラン系列の放射性物質が含まれている。これは岩盤にウラン系列の放射性元素が含まれていることと、鉱山内部の閉鎖的環境と地表では空気の流れが異なることに由来する。スーパーカミオカンデのある神岡鉱山内ではラドン濃度が高い時で $2 \sim 3 \text{ kBq/m}^3$ 程度であり [47][49]、これは地表で観測される濃度の約 1,000 倍の値である。第 1.3 節で述べたようにラドンはスーパーカミオカンデで太陽ニュートリノ観測を行う上で背景事象を生み出しうる。ラドンは化学的に不活性なため、空気と水が接している状況下で空気中にラドンが存在すると、水にラドンが溶け込む可能性がある。したがって、低エネルギーの太陽ニュートリノ観測において統計数を増やすためには、スーパーカミオカンデ検出器の水面に触れる空気ⁱⁱに含まれるラドンが少なくなるようにする必要がある。そのため坑外から空気を引き込んだ上で、ラドンを除去する空気純化装置を用いて純化を行い、スーパーカミオカンデ検出器に供給している。この純化をされた空気を本論文では「ラドンレスエアー」と呼称することとする。空気純化の過程は図 2.2.3 に示す。

図 2.2.3 内で各装置の役割は次のとおりである。

ⁱⁱ スーパーカミオカンデ検出器はタンク全体が超純水で満たされているわけではなく、タンク上部の約 60 cm はラドンレスエアー(後述)で満たされている。これは地震等の振動により水面が共振し、タンクが壊れてしまうことを防ぐために供給されている。

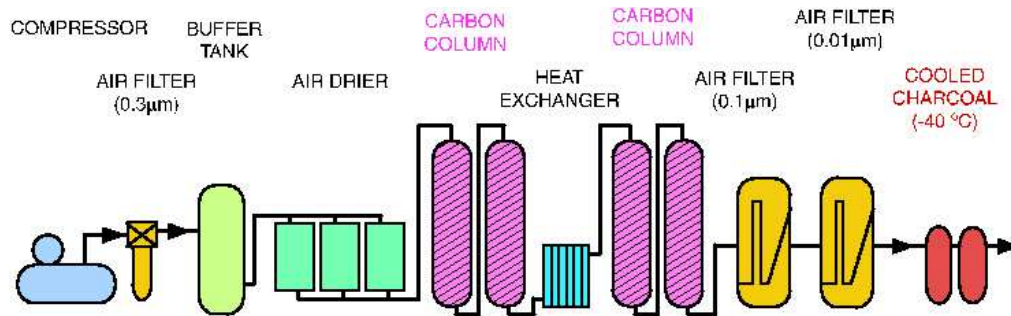


図 2.2.3: スーパーカミオカンデの空気純化装置の経路図 [47]

空気圧縮機 (COMPRESSOR)

坑外から取り込んだ空気を 7.5 ~ 8 気圧に圧縮する。

除湿器 (AIR DRIER)

後段で -40°C まで冷却するため、空気中の水分が凝固してしまうのを防ぐ。

フィルター (AIR FILTER)

ラドンを含みうるごみを空気中から取り除く。

活性炭 (CARBON COLUMN, COOLED CHARCOAL)

空気中のラドンを吸着してラドン濃度を下げる。CARBON COLUMN では常温でラドンを取り除き、COOLED CHARCOAL(冷却活性炭) では -40°C でラドンを取り除く。ラドン除去性能は低温ほど良いことが既に知られている [50] ことから、ラドン除去能力を向上させるために、冷却活性炭は 2013 年 3 月に性能改善が施され、SK-V では -60°C 以下まで冷やされている [48]。

この空気純化装置を通した後のラドンレスエアアのラドン濃度は、冷却活性炭の性能改善後に測定されており、 $0.08 \pm 0.07 \text{ mBq/m}^3$ である [51]。

2.2.3 光センサー

太陽ニュートリノにより生じるチェレンコフ光は非常に微弱なため、ニュートリノ観測において高感度の光センサーが必要となる。スーパーカミオカンデ実験では、カミオカンデ実験で用いられていた直径 20 インチ (50 cm) の光電子増倍管 (PMT) を改良した、R3600 を内水槽用の光センサーとして使用している [47][52]。SK-V では SK-II 以前から使用しているものを 4,952 本、SK-III 以降に導入されたものを 6,041 本使用している。なお残りの 136 本は第 3.2.3 節で述べるハイパーカミオカンデ用に新たに開発された 20 インチ PMT を使用している。また外水槽用の光センサーとして、SK-V では IMB 実験 [53] で使用されていた直径 8 インチ (20 cm) の R1408 という PMT(以降「スーパーカミオカンデ用旧型 8 インチ PMT」と呼ぶ。) を 417 本、SK-II 以降に新たに導入された直径 8 インチの R5912[54] という PMT(以降「スーパーカミオカンデ用新型 8 インチ PMT」と呼ぶ。) を 1,468 本使用している。以下ではその仕様等について述べる。

まず光電子増倍管の構造について述べる [55]。光電子増倍管は一般にはガラス管に封じられた真空管である。光電子増倍管はガラス面、光電陰極(光電面)、収束電極、電子増倍部、陽極から構成されており、この概略図を図 2.2.4 に示す。光が光電子増倍管に入射後、信号の出力までの過程は次の通りである。始めに光電子

形状	半球
光電面	直径 50 cm (20 インチ)
光電面の素材	バイアルカリ (Sb - K - Cs)
量子効率	約 21% (360 ~ 400 nm の光に対して)
集光効率	70% 以上 (1 光電子が電子増倍部の 1 段目に到達する効率)
電子増倍部の種類	11 段ベネチアン-ブラインド
増幅率	10^7 (印加電圧が 1.7 ~ 2.0 kV の時)
耐水圧	0.65 MPa (破損率は 0.3%) [56]

表 2.2.1: スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の仕様 [47]

増倍管はガラス面でガラスの素材に応じて特定の波長領域内の光子のみが選択される。選択された光子は光電陰極で光電効果によりそのエネルギーに応じた数の電子を放出する。放出された電子は収束電極により加速と収束がなされ、電子増倍部の初段に衝突する。電子増倍部に衝突すると衝突時に有していたエネルギーに応じて多数の 2 次電子が電極から放出される。この 2 次電子は電子増倍部で形成されている電場の影響を受けながら、後段の電子増倍部に衝突することで、さらに多数の 2 次電子を発生する。この 2 次電子は電子増倍部の段数に応じてねずみ算式に増幅され、最終的に陽極から信号として取り出される。先に述べたように光電子増倍管は内部は真空状態である。これは光電子増倍管内部で放電しないようにする役割、光電子増倍管内部で生じた電子がそのエネルギーをなるべく失うことなく電子増倍部の電極に衝突することで、なるべく多くの 2 次電子を得られるようにする役割を果たしている。典型的には電子増倍部で電子の数は $10^6 \sim 10^7$ 倍になる。

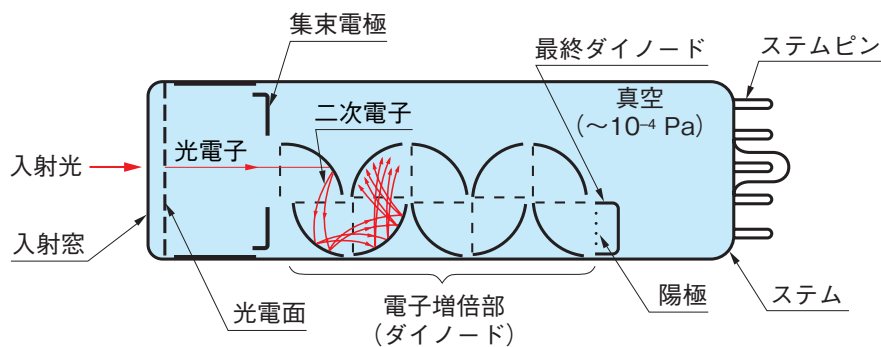


図 2.2.4: PMT の構造の概略図 [55] (この概略図は「ヘッドオン型 (バルブ頭部から光が入射するタイプ)」の光電子増倍管のものである。)

次に内水槽用の 20 インチ PMT の代表的な特徴を表 2.2.1 に示す。量子効率の波長依存性については図 2.2.6 にその分布を示す。また 1 光電子の信号に対しての電子走行時間の広がりには図 2.2.7 に示すように 1σ 分で 2.2 ns である。暗電流によるノイズはミュー粒子由来であると判別される事象があった時のその事象が起これる前のヒット数により計算され、SK-V では平均約 6.2 kHz である。

内水槽用の PMT には SK-II 以降、衝撃波防止カバーが取り付けられている。PMT のガラス面が外圧により割れると、内部が真空のため爆縮に伴う衝撃波が生じる。この衝撃波により連鎖的に周囲の PMT が壊れて

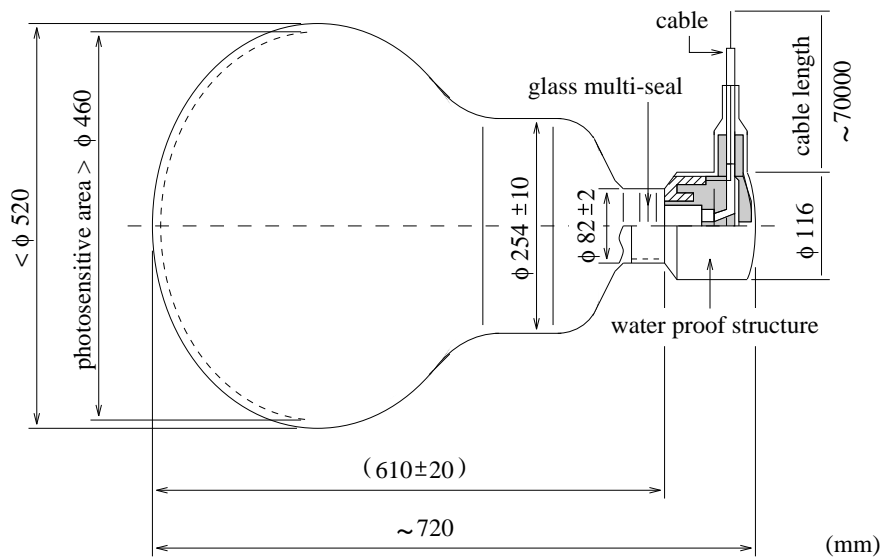


図 2.2.5: スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の模式図 [47]

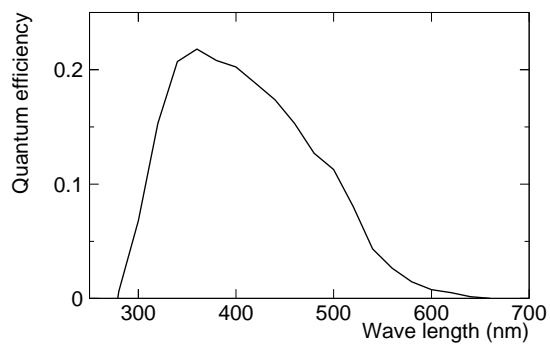


図 2.2.6: スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の量子効率の波長依存性 [47]

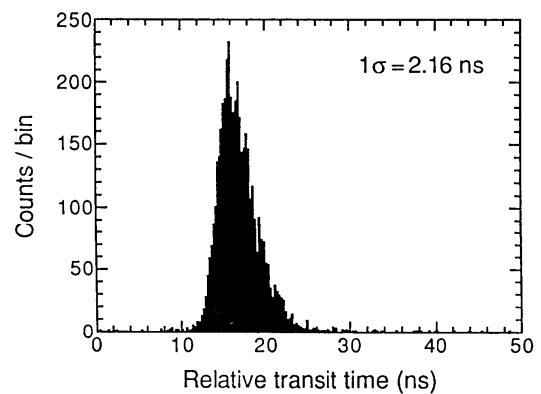


図 2.2.7: スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 p.e. での電子走行時間 [47]

この図は 410 nm の光に対する結果である。ここで電子走行時間とは光子が PMT の光電陰極に到達した時から PMT が信号を出力するまでの時間である。

しまう可能性があり、2001年にスーパーカミオカンデではこの現象により約半分のPMTが破壊された。これを防ぐためにPMTのガラス面側にはアクリル製のカバーを、増倍部側にはガラス繊維強化プラスチック製のカバーを取り付けている。ガラス面側のアクリルカバーは波長350nmの光に対して96%以上の透過率がある[57]ため、光の検出上カバーの影響はほぼない。図2.2.8に衝撃波防止カバーの写真を、図2.2.9にアクリルカバーの光の透過率を示す。



図 2.2.8: 衝撃波防止カバーの写真 [57]

「FRP」はガラス繊維強化プラスチック製カバー、「acrylic」はアクリル製カバーを表している。

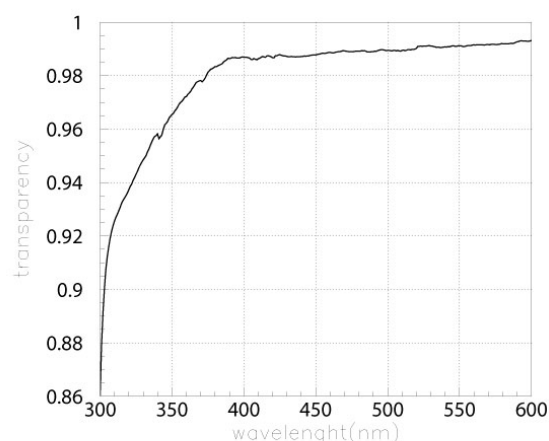


図 2.2.9: アクリルカバーの光の透過率 [57]

横軸は光の波長 [nm]、縦軸は光の透過率である。

PMT 内部で生じた電子は電子増倍部で増幅されるが、地磁気の影響を受けて後段の電極に到達出来ず、期待される増幅率が得られないことがある。100 mG の磁場が電子増倍部に平行に存在する時、集光効率は約 10% 減少する [58]。なおスーパーカミオカンデ検出器では水平方向に対して 45° 傾いた向きに平均約 450 mG の地磁気が存在している [47]。これを防ぐためにスーパーカミオカンデ検出器には地磁気補正用のヘルムホルツコイルが 26 個検出器内部に配置されている。このヘルムホルツコイルを用いた場合の検出器内部の測定点での残存磁場の強度の分布を図 2.2.10 に示す。このコイルにより集光効率の地磁気による変化は 2% に抑えられている [58]。

さらにスーパーカミオカンデ用旧型 8 インチ PMT の代表的な特徴を表 2.2.2 に示す。なお詳細は [47][53] に記されている。量子効率の波長依存性については図 2.2.11 にその分布を示す。

またスーパーカミオカンデ用新型 8 インチ PMT の代表的な特徴を表 2.2.3 に示す。なお詳細は [54] に記されている。

外水槽用 8 インチ PMT には集光効率を上げるために PMT を中心に波長変換板を取り付けている。これはアクリルに 50 mg/L の濃度で bis-MSB(1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン) を混ぜたもので、60 cm × 60 cm × 1.3 cm の大きさである。この波長変換板は紫外光を PMT の量子効率がより良い波長である青から緑に変換する。波長に対する応答は図 2.2.12 である。取り付けの前後での差異は次のとおりである。

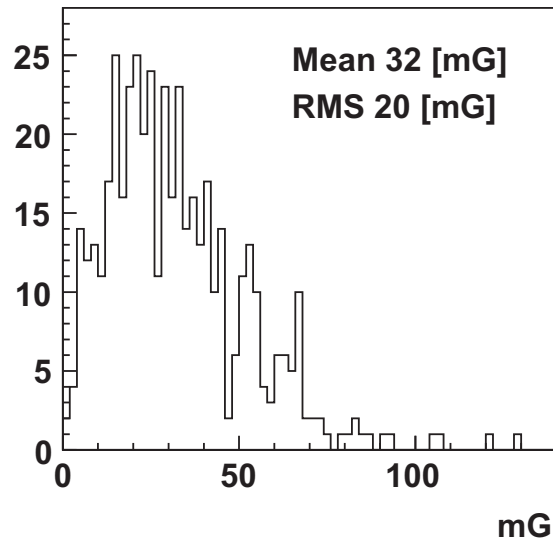


図 2.2.10: 残存磁場の強度分布 [58]。横軸は残存磁場強度、縦軸は測定点の数である。

形状	半球
光電面	直径 20.4 cm (8 インチ) [32]
ガラスバルブの素材	ホウケイ酸ガラス
光電面の素材	バイアルカリ
印加電圧	約 1.5 kV
量子効率	約 30% (約 370 nm の光に対して)
集光効率	約 60% 以上 (印加電圧が約 2 kV の時)
時間分解能	約 13 ns (1 光電子の蛍光についての半値全幅の値)

表 2.2.2: スーパーカミオカンデ用旧型 8 インチ PMT の仕様 [53]

形状	半球
光電面	直径 20.2 cm (8 インチ)
ガラスバルブの素材	ホウケイ酸ガラス
光電面の素材	バイアルカリ
印加電圧	約 1.5 kV
量子効率	25% (約 390 nm の光に対して)
電子走行時間の広がり	2.4 ns (印加電圧が 1.5 kV の時)
暗電流によるノイズ	8 kHz (25°C の暗室に 15 時間置いた後の値)
電子増倍部の種類	10 段ボックス-アンド-ライン
増幅率	10^7 (印加電圧が 1.5 kV の時)

表 2.2.3: スーパーカミオカンデ用新型 8 インチ PMT の仕様 [54]

- 集光効率が 1.5 倍になる。
- 時間分解能はスーパーカミオカンデ用旧型 8 インチ PMT 使用時に 15 ns になる。

なお時間分解能に関しては波長変換板の蛍光の減衰時間が 4 ns であり、これが作用してスーパーカミオカンデ用旧型 8 インチ PMT 使用時には時間分解能が 13 ns から 15 ns に悪化している。この時間分解能は内水槽用の 20 インチ PMT に比べると悪いが、外水槽用の 8 インチ PMT は飛跡検出ではなく宇宙線の除去用のカウンターとして使用するため、この時間分解能でも使用上問題ない。

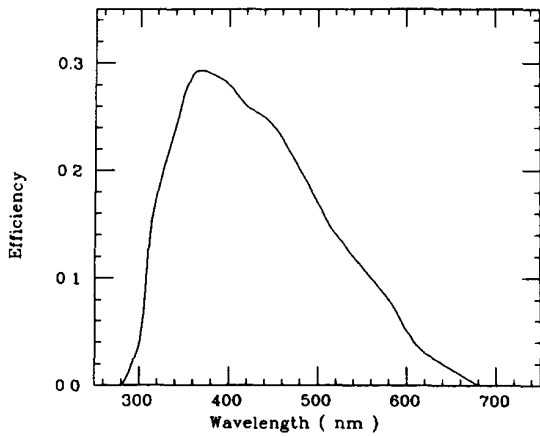


図 2.2.11: スーパーカミオカンデ用 8 インチ PMT の量子効率 [53]

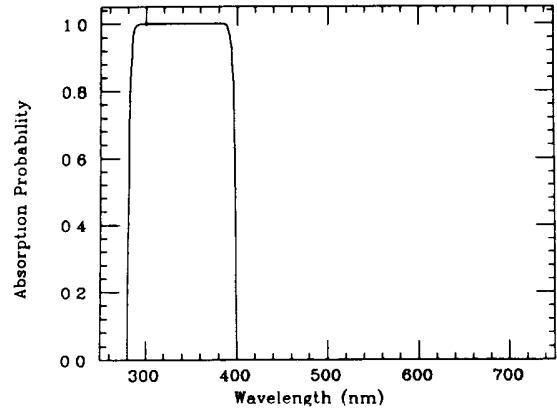


図 2.2.12: スーパーカミオカンデ用 8 インチ PMT に装着される波長変換板の吸収率 [53]

2.3 検出原理

スーパーカミオカンデは第 2.1 節で述べたように、水チェレンコフ検出器を用いたニュートリノ観測実験である。ここでは水チェレンコフ検出器の検出原理について述べる。

水チェレンコフ検出器は水分子を媒質として、荷電粒子が引き起こしたチェレンコフ放射を観測する検出器である。チェレンコフ放射とは荷電粒子がある媒質中を通過した際に、荷電粒子が生成する電磁場により媒質中の原子や分子が分極し、それらが中性状態に戻ることで生じる放射現象である。媒質中の光速以上で荷電粒子が通過すると、荷電粒子の生成する電磁場の位相速度が荷電粒子の通過速度よりも小さいため、荷電粒子から電磁場が取り残されることとなる。結果として荷電粒子の飛跡を軸とした円錐状に媒質中の原子や分子の分極が生じ、その軸方向への非対称性から分極が中性状態に戻る際の放射が重ね合わされることで電磁的な衝撃波となる。この衝撃波が観測されるチェレンコフ放射である。なお荷電粒子の速度が媒質中の光速より小さい時は媒質中の原子や分子の分極はおよそ荷電粒子を中心とした長球状、すなわち荷電粒子の進行方向に垂直な面に対して扁平な回転楕円体状になるため、分極が中性状態に戻る際の放射は分極の等方性から打ち消しあい、チェレンコフ放射は観測されない。

荷電粒子の飛跡と円錐状に放出されるチェレンコフ光の母線とのなす角 (チェレンコフ角) を θ_c と置くと

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n_r \beta} \quad (2.3.1)$$

と表される。ここで β は荷電粒子の速さ、 n_r は媒質の屈折率である。スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の量子効率が比較的高い 360~400 nm の波長の光 (図 2.2.6) に対して水の屈折率は $n_r \simeq 1.34$ であり、荷電粒子がほぼ真空中の光速で飛ぶ、すなわち $\beta \sim 1$ を仮定すると、水中でのチェレンコフ角は約 41.7° である。チェレンコフ光の光子数は微小な波長区間の光について、荷電粒子が微小距離進むときに式 (2.3.2) で表される。

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{n_r(\lambda)\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n_r^2(\lambda)\beta^2}\right) \quad (2.3.2)$$

ここで α は微細構造定数、 Z は荷電粒子の素電荷の電荷を単位とした時の電荷とした。スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT が感度を有しうる 280~650 nm の波長の光 (図 2.2.6) に対して、単位長さを $\beta \sim 1$ で素電荷と同じ電荷 e を有する荷電粒子が進むとき、チェレンコフ放射で放出される光子数は約 400 個/cm である。なおここで [個/cm] という単位は荷電粒子が 1 cm 進んだ時に放出される光子数である。また媒質の屈折率が 1.34 で計算した結果を示したが、実際は屈折率は温度や波長に依存する [59]。

チェレンコフ放射は式 (2.3.1) から荷電粒子の速さ v が

$$\cos \theta_c < 1 \Leftrightarrow \frac{1}{n_r\beta} < 1 \Leftrightarrow v > \frac{c}{n_r} \quad (2.3.3)$$

となることから分かるように、媒質中での光速を超えなければ生じない。この条件を満たす荷電粒子のエネルギー閾値 E_{th} は $E^2 = (mc^2)^2 + (pc)^2$ 、 $\beta = pc/E$ (p は 3 元運動量の大きさ)、 $\beta_{th} \equiv v_{th}/c \equiv 1/n_r$ の 3 式を用いて

$$E_{th} = mc^2 \left(1 - \frac{1}{n_r^2}\right)^{-1/2} \quad (2.3.4)$$

と表される。したがってチェレンコフ放射が観測されるエネルギー閾値は式 (2.3.4) より荷電粒子の質量に依存する。表 2.3.1 に媒質が水の時の代表的な粒子のエネルギー閾値を示す (ただし $n_r = 1.34$ とする。)

粒子	静止質量 [MeV/c ²]	エネルギー閾値 [MeV]
e [±] (電子、陽電子)	0.5110	0.7675
μ [±] (ミュー粒子)	105.7	158.7
π [±] (π 中間子)	139.6	209.7
K [±] (K 中間子)	493.7	741.7
p (陽子)	938.3	1410

表 2.3.1: 代表的な荷電粒子のチェレンコフ放射が起きるエネルギー閾値

例えば太陽ニュートリノが電子と弾性散乱した時に生じた電子によるチェレンコフ放射を観測するためには、表 2.3.1 とエネルギー運動量保存則から、古典力学には少なくとも太陽ニュートリノは 937.6 keV のエネルギーを有さなければならない。このエネルギー以下の太陽ニュートリノは水チェレンコフ検出器では原理的に観測出来ない。なお本節で使用した式に関する詳細は補遺 B 章に記す。

スーパーカミオカンデではチェレンコフ光を検出器内部に配置した PMT で検出し、その光量やヒットのあった PMT の位置、時刻の情報からニュートリノと荷電粒子が反応した位置や時刻の情報を再構成している。このような原理でニュートリノの観測を行うチェレンコフ検出器はニュートリノの到来方向に感度がある点、観測時刻が分かる点、媒質に水を選ぶと比較的に容易に大型化が出来る点が特徴的である。

第3章

ハイパーカミオカンデ実験

3.1 概要

ハイパーカミオカンデ実験は2020年に検出器の建造開始予定、2027年から物理観測を開始予定のカミオカンデ、スーパーカミオカンデを継承するニュートリノ実験計画である [56][60]。主な目標とする物理は次のとおりである。

レプトンの CP 対称性の破れ

現在の宇宙は物質を構成するバリオンⁱが反物質を構成する反バリオンⁱⁱよりも圧倒的に多い。結果として例えば陽子 (p) は自然界にたくさん存在するが、反陽子 (\bar{p}) はほとんど存在しないといった物質と反物質の非対称性が生じる。これは粒子反粒子で物理現象が同確率で生じるという CP 対称性が破れていれば説明が可能である。現在バリオンで CP 対称性の破れは観測されているが、物質と反物質の非対称性を説明できるほどの寄与とはならない。そこでニュートリノの CP 対称性の破れの存在により、物質の非対称性を説明しようとする理論が提案され [61]、現在有力な仮説の一つと考えられている。ハイパーカミオカンデ実験では J-PARCⁱⁱⁱからのニュートリノビームをハイパーカミオカンデ検出器で観測し、レプトンセクターの CP 対称性の破れの検証を行う。

陽子崩壊

第 1.1 節で説明したが、自然界には重力、強い力、電磁気力、弱い力の 4 つの力が存在している。電磁気力と弱い力は S. ワインバーグ [62]、A. サラム [63]、S. グラشوウ [64] らの貢献により統一された。これら 2 つの相互作用と強い力を統合する理論の候補として「大統一理論」と呼ぶ理論があり、様々な大統一理論の枠組みが提唱されている。いずれの場合でもクォークをレプトンに変換する現象が予想される。結果として素粒子標準模型では安定と考えられている陽子もいつかは崩壊することを大統一理論は予言している。したがって、ハイパーカミオカンデ実験では検出器内に存在する大量の水分子をターゲットとした陽子崩壊の探索により大統一理論の検証を行う。スーパーカミオカンデ実験では [65][66] といった様々な陽子崩壊の仕方に対して陽子崩壊における寿命の上限値を得ている。ハイパーカミオカ

ⁱ クォーク (第 1.1 節で説明した粒子。) 3 つがグルーオンにより結びついた素粒子のこと。

ⁱⁱ クォーク (第 1.1 節で説明した粒子。) の反粒子である反クォーク 3 つにより構成される素粒子のこと。

ⁱⁱⁱ 日本大強度陽子加速器施設のことで茨城県那珂郡東海村に位置している。

ンデ実験では [65][66] で探索されている陽子崩壊の分岐 (比) に対し、約 20 年の観測で現在スーパーカミオカンデによって求められている寿命の上限値の 10 倍以上の寿命まで探索が出来る予定である。

ニュートリノの性質

第 1.2.2 節にもあるように、ニュートリノは伝播途中に自身のフレーバーが変わるというニュートリノ振動という現象があり、その振動を特徴づけるパラメータは現在に至るまでに様々なニュートリノ実験で決定されてきた。ハイパーカミオカンデ実験は自然界のニュートリノや人工的に生成したニュートリノを利用して、さらに精度よく振動パラメータを決定することで、ニュートリノという粒子の性質の理解を目指す。またニュートリノに関する未解明の問題の 1 つである質量階層性問題^{iv}やニュートリノ振動が関わる物理 (例として物質効果^vが挙げられる。) の検証をすることも目指している。

またハイパーカミオカンデ実験ではスーパーカミオカンデ実験と同様に様々なニュートリノ源からのニュートリノを観測することが予定されている。ハイパーカミオカンデ実験では第 1.2.1 節で述べた太陽ニュートリノ観測も計画されている。ハイパーカミオカンデ検出器はスーパーカミオカンデ検出器よりも有効体積が大きく、光子検出効率の向上に伴いエネルギー分解能が向上すると見込まれることから、ハイパーカミオカンデ実験は太陽ニュートリノ観測を通して、次の測定や観測を行うことを目指している。

- スーパーカミオカンデ実験では上限値を与えるにとどまっていた hep ニュートリノのフラックスの測定
- 昼夜変動^{vi}によるニュートリノ振動の振動パラメータの測定
- 他のニュートリノ観測実験の結果と合わせて、太陽ニュートリノのエネルギースペクトルの upturn の観測

なお太陽ニュートリノのニュートリノ振動はニュートリノのエネルギーが高いと太陽内部での物質効果による寄与が大きくなり、エネルギーが低いと真空中の振動の寄与が大きくなる。これにより太陽内部での物質効果による寄与が大きい時の方が太陽ニュートリノが電子ニュートリノとして検出器に到来する確率が低くなる。したがってエネルギースペクトルを低エネルギーに向けてスキャンした時に太陽ニュートリノが電子ニュートリノとして検出器に到来する確率が上昇するため、“upturn” という名前が付けられている。図 3.1.1 に太陽ニュートリノが電子ニュートリノとして検出器に到来する確率のエネルギー依存性を示す。

ハイパーカミオカンデ実験はこれらの物理を検証する長基線加速器ニュートリノ実験計画の全体を指すが、この章では後置検出器であるハイパーカミオカンデ検出器に焦点を当てて述べていくこととする。

3.2 ハイパーカミオカンデ検出器

ハイパーカミオカンデ検出器はスーパーカミオカンデ検出器がある池ノ山の 8 km 南の二十五山の地下 650 m に建造が予定されている大型水チェレンコフ検出器であり、有効体積はスーパーカミオカンデ検出器の約

^{iv} 現在ニュートリノは 3 世代存在することが知られているが、互いの質量の 2 乗差しか求められていない。この 3 つのニュートリノの質量の大きさの順番がどうなっているのか、という問題を指す。

^v 物質中をニュートリノが伝播する時、電子ニュートリノとミューニュートリノまたはタウニュートリノ間で振る舞いが変わる、という効果を指す。第 A.3 節に詳細を示す。

^{vi} 検出器の上方から (昼間に) やってきた太陽ニュートリノと検出器の下方から (夜間に) やってきた太陽ニュートリノの数に違いがあるという現象を指す。

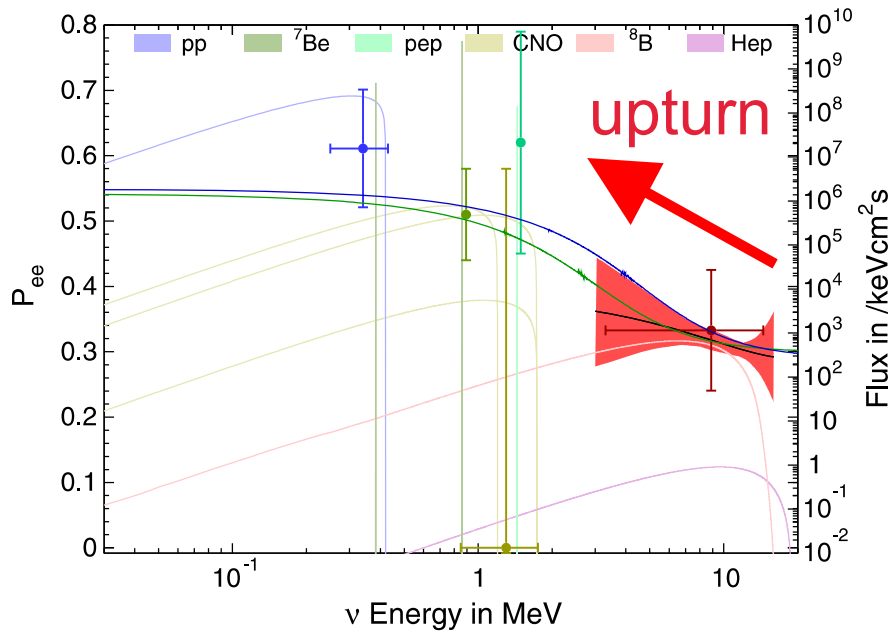


図 3.1.1: 太陽ニュートリノが電子ニュートリノとして検出器に到来する確率のエネルギー依存性 [31]。薄い線で描かれているのは予測されるエネルギースペクトルである（図右側の縦軸がフラックスの軸である。）。各点はいくつかの太陽ニュートリノ観測実験結果である（図左側の縦軸が電子ニュートリノとして検出器に到来する確率の軸である。）。濃い緑色の線は全ての太陽ニュートリノ実験の結果をフィットして得た太陽ニュートリノが電子ニュートリノとして検出器に到来する確率である。濃い青色の線は全ての太陽ニュートリノ実験に加えて KamLAND 実験の結果をフィットして得た太陽ニュートリノが電子ニュートリノとして検出器に到来する確率である。図に記したように MeV オーダーでは低エネルギーになるほど太陽ニュートリノを電子ニュートリノとして検出器に到来する確率が上昇している。

8.4 倍の約 19 万トンである。タンクは同軸中心の内水槽、外水槽の 2 層に分かれており、内水槽は主にニュートリノ観測のために内向きに約 40,000 本の直径 20 インチの PMT が取り付けられ、外水槽は主に宇宙線由来の事象を取り除くために外向きに直径 8 cm の PMT が取り付けられる予定である。PMT の光電面被覆率は内水槽で約 40% となっている。エレクトロニクスやデータ収集システムに関しては [56] に記されている。

3.2.1 タンク

タンクは直径 68.0 m、高さ 71.0 m の円筒状である。内水槽は直径 64.8 m、高さ 64.8 m であり、その上下の外側に 2 m、側面の外側に 1 m の領域が外水槽である。図 3.2.2 に検出器の断面図を示す。スーパーカミオカンデ検出器ではタンクは岩盤からのラドン等の放射性物質の混入を防ぐためにステンレスで作製されていたが、ハイパーカミオカンデ検出器ではスーパーカミオカンデ検出器と同様に放射性物質の混入を防げるようにタンク自体や、タンクと岩盤間の間材の素材の検討が現在なされている。

内水槽と外水槽は PMT を配置するためのステンレスの構造体で仕切られている。掘削空洞はタンクが配置される円筒とその上部にドームがある形をしており、この PMT を配置する構造体の上面と側面はこのドーム

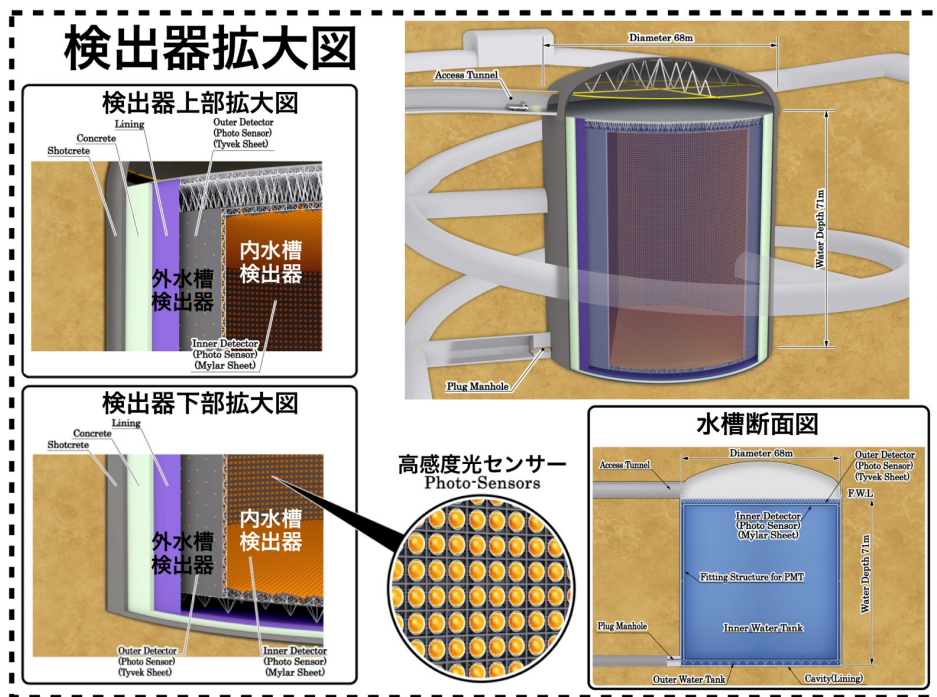


図 3.2.1: ハイパーカミオカンデ検出器 [60]

状の空間の天井から吊り下げる方式を取る。これは構造体を薄く、軽くすることを考えてスーパーカミオカンデ検出器で採用された方式から変更されている。

また、PMT に鉛直方向の地磁気は PMT の光子の収集効率に影響が生じるため、地磁気を打ち消すようにタンク鉛直方向と水平方向にそれぞれ長方形と円形のコイルが配置される。それぞれのコイルに流す電流やコイルの巻き数を最適化し、コイルを使用した際に PMT に残る地磁気の影響が 100 mG を超える PMT の数が最小になるようにチューニングされている。図 3.2.3 に PMT に残存する鉛直方向の地磁気の大きさの分布を示す。なお必要があればさらなるコイルの設置等の検討もされる予定である。

3.2.2 超純水純化装置

ハイパーカミオカンデ検出器でもスーパーカミオカンデ検出器と同様に、低エネルギーのニュートリノを観測するために超純水に混入しうるラドンの除去や不純物の除去が必要である。そのためにハイパーカミオカンデでも超純水純化装置が使用される。この超純水純化装置はスーパーカミオカンデで使用されている超純水純化装置で行われている純化システムの考え方をベースとした計画がされている。純化装置の処理手順についての循環経路を図 3.2.4 に示す。真空脱気装置により純水に含まれるラドンを取り除くことで背景事象の軽減を図る。紫外線殺菌装置や逆浸透膜装置により微生物の除去や様々なイオンや微小なゴミの除去を行う。熱交換器により水温の保持をする。これらの装置を通して、チェレンコフ光を検出する上で重要な水の透過率を高く、一定に維持する予定である。しかしスーパーカミオカンデ検出器と比べて純水の体積が 5 倍以上なので、同条件下では水の純化、循環を行うスピードを約 6 倍にする必要があるため、この点での改良が施される予定

検出器断面図

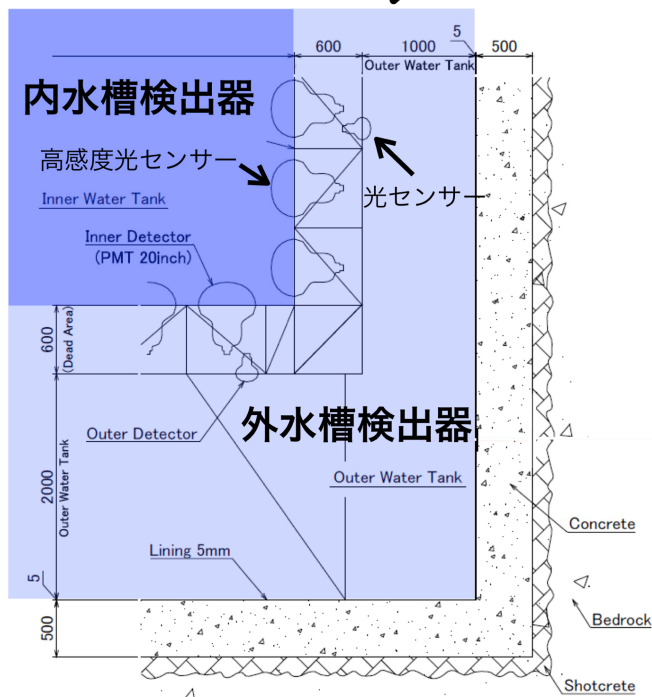
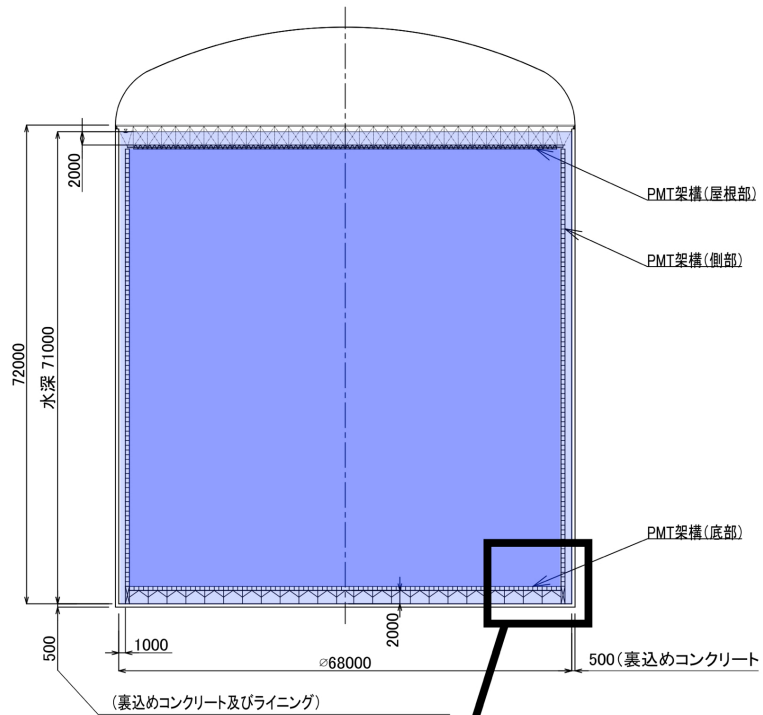


図 3.2.2: ハイパーカミオカンデ検出器の断面図 [60]

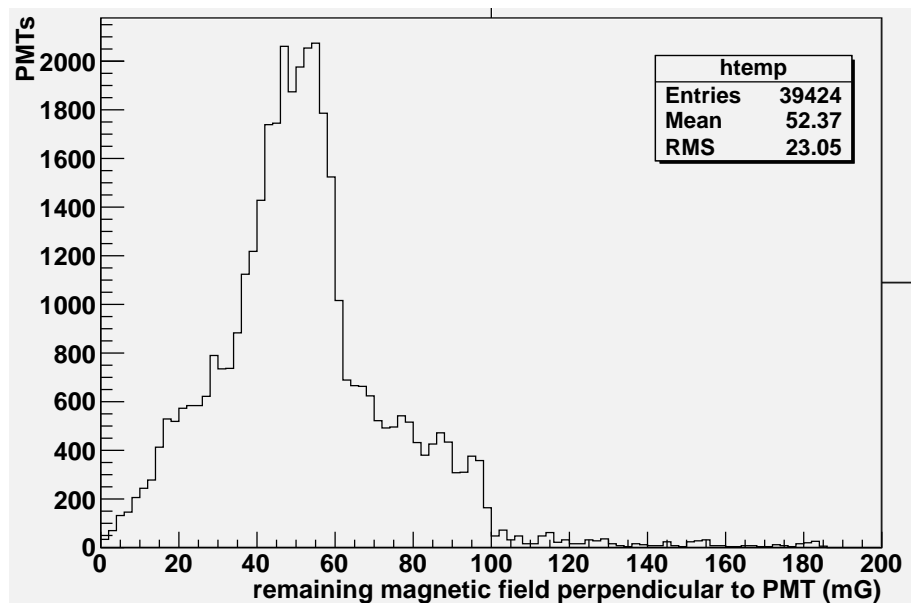


図 3.2.3: 検出器内の PMT に残存する地磁気 [56]。横軸はコイル使用時に PMT に鉛直方向に残存する地磁気の強度であり、残存磁場強度に対する縦軸は PMT 数である。

である。

超純水の循環に関しては循環経路と送水温度、周囲の岩盤の温度等の影響でタンク内の位置によって水温が異なる。実際、スーパーカミオカンデ実験では水の対流を抑えるように送返水をしているため、タンクの深さによって水温が異なり、これにより水の透過率が異なることが分かっている。タンク内の純水の循環を効率よく行えるようにするか、タンク全体で水質を一定にするか等の観点から送返水の仕方については現在議論がされている。

3.2.3 光センサー

ハイパーカミオカンデ検出器ではニュートリノが水分子中の電子や原子核と相互作用し、荷電粒子を生成した際に生じるチェレンコフ光を捉えることでニュートリノの観測を行う。この観測のためには高感度の光センサーが必要であり、内水槽用に新たに開発された 20 インチ PMT が使用される。また宇宙線事象を取り除くために外水槽でもミュー粒子が生じるチェレンコフ光の観測を行う必要があり、外水槽用に 8 cmPMT が使用される。なお第 2.2.3 節で光センサーとして用いる PMT の構造の説明をしている。

内水槽用の PMT はハイパーカミオカンデ用に新たに開発された直径 20 インチ (50cm) のもの (R12860) であり、スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT (R7250) とは異なり、電子増倍部にボックス-アンド-ライン式を採用している。また光電陰極の量子効率やその形状、ガラスバルブの形の改良もなされている。模式図を図 3.2.5 に示す。また詳細な仕様は表 3.2.1 の通りである。

ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT とスーパーカミオカンデ用 20 インチをいくつかの点で比較した場合、ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT には次の特徴があげられる。

- 量子効率は波長約 390 nm に対し最大約 30% であり、同波長におけるスーパーカミオカンデ用 20 イン

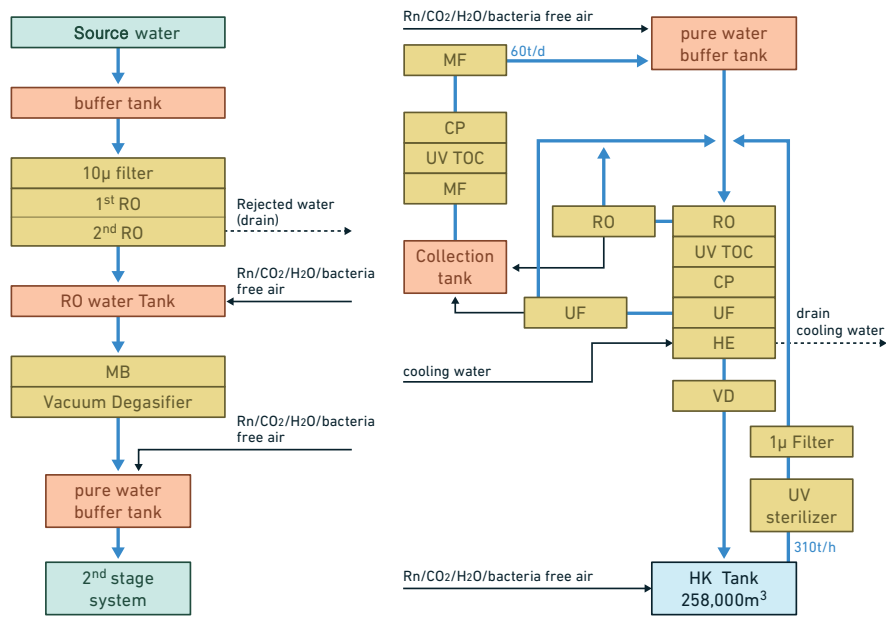


図 3.2.4: ハイパーカミオカンデで予定されている超純水純化装置の循環経路の模式図 [56]

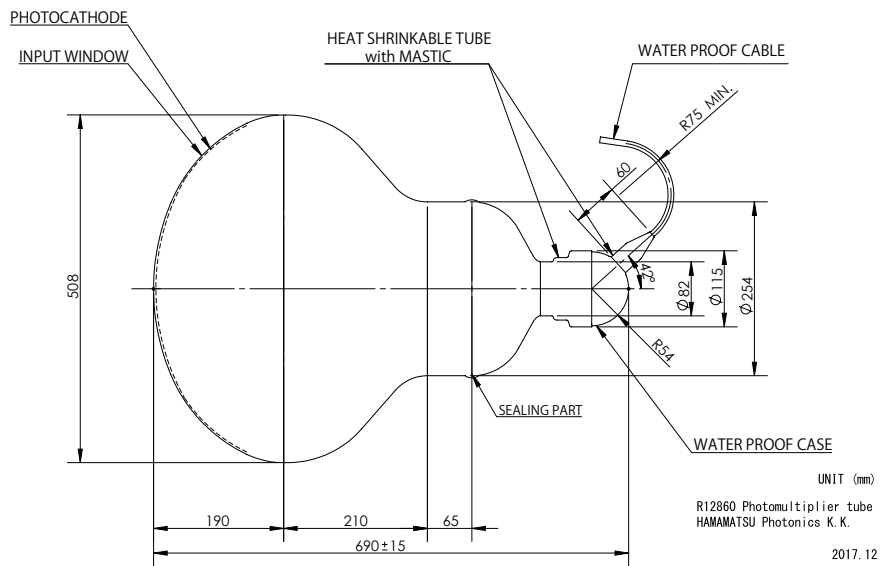


図 3.2.5: ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の模式図 [56]

形状	半球
光電面	直径 50 cm (20 インチ)
ガラスバルブの素材	ホウケイ酸ガラス (厚さ ~ 3 mm)
光電面の素材	バイアルカリ (Sb - K - Cs)
量子効率	約 30% (390 nm の光に対して)
集光効率	95% (増幅率が 10^7 の時)
電子増倍部の種類	10 段ボックス-アンド-ライン
増幅率	10^7 (印加電圧が ~ 2,000 V の時)
暗電流のレート	~ 8 kHz (増幅率 10^7 、気温 13°C の時で、長期の安定化後に測定。)
重さ	9 kg (ケーブルなしの時)
耐水圧	1.25 MPa

表 3.2.1: ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の仕様 [56]。この値は 2018 年 5 月におけるものであり、性能に関しては現在さらに改良が成功している項目もある。

チ PMT の約 1.5 倍である。ここで量子効率の波長依存性を図 3.2.6 に示す。なお量子効率は現在更に改良中である。

- 集光効率は 95% でスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の約 1.4 倍である。これはガラスバルブの形状の最適化、2 次電子の収集効率を上げるための電極の形の最適化、box-and-line の採用により実現している。なお集光効率は光電子 1 個の検出における電荷の分解能などにより決定している。集光効率などを踏まえたスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT を基準とした時の 1 光子の相対検出効率の入射角依存性分布を図 3.2.7 に示す。
- 1 光電子の信号に対して時間分解能が半値全幅で平均 1.5 ns であり、スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の約半分である。詳細な分布を図 3.2.8 に示す。
- 1 光電子の信号に対して計数分解能が 27% であり、スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の約半分である。詳細な分布を図 3.2.9 に示す。
- 光陰極から周囲の温度に応じた熱電子の放出に伴う暗電流は 13°C の空気中で 4 ~ 7 kHz であり、スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の等倍から約 2 倍程度である。この点は低エネルギーの事象の観測に影響があるため、現在さらなる改善に取り組まれている。
- 水深 95 m 相当の水圧に対しては十分な耐圧性能がある。

外水槽用の PMT は直径 8 cm 程度のものの使用を検討しており、現在いくつかの候補に対し性能評価が行われている。またスーパーカミオカンデの外水槽用 PMT に取り付けられていたような波長変換板も新たに開発され、性能評価が行われている [67]。

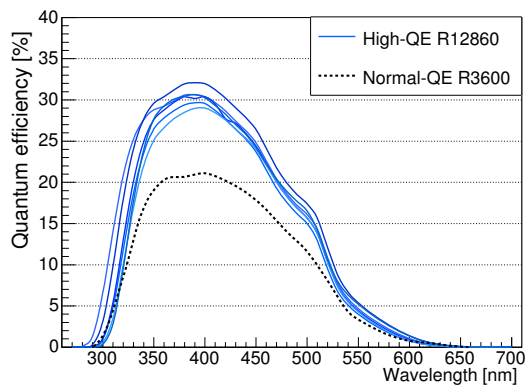


図 3.2.6: ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の量子効率 [56]

図中で青線の”High-QE R12860”がハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT で、黒線の”Normal-QE R3600”がスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT である。

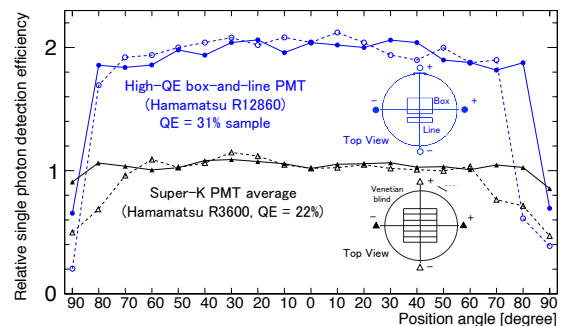


図 3.2.7: ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 光子相対検出効率 [56]

図中で青線がハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT で、黒線がスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT である。また横軸は光電面の位置であり、 0° で PMT の中心、 $\pm 90^\circ$ で PMT の端を示す。点線は光電面の対称線に沿った測定、実線は光電面の対称線に垂直な線に沿った測定の結果である。検出効率は量子効率、検出効率、1 光電子検出上の閾値を定めた際の選別効率で計算される。また「相対」とはスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の検出効率を基準としたものである。

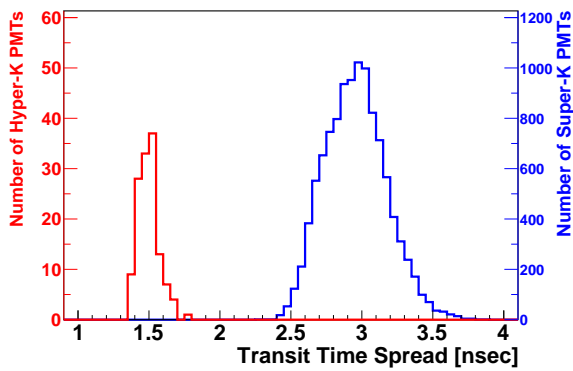


図 3.2.8: ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 光電子での電子走行時間

図中で赤線がハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT で、青線がスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT である。ここで電子走行時間とは光子が PMT の光電陰極に到達した時から PMT が信号を出力するまでの時間である。

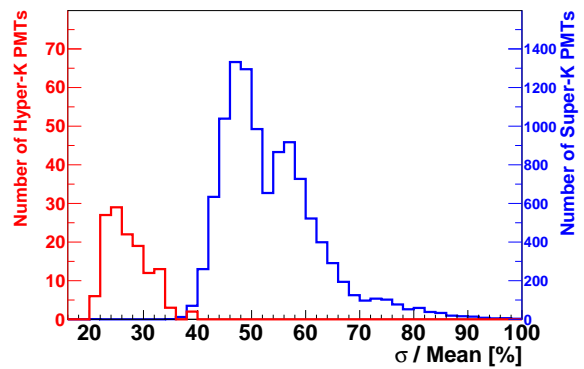


図 3.2.9: ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の 1 光電子の計数分解能

図中で赤線がハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT で、青線がスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT である。

第 4 章

ラドン放出率測定

4.1 概要

現在稼働中のスーパーカミオカンデで観測出来る太陽ニュートリノは主に ^8B が β 崩壊したときに生じるもので、14 MeV 以下のエネルギーを持つ。スーパーカミオカンデではこの太陽ニュートリノを電子ニュートリノと水分子中の電子が弾性散乱した際に生じるチェレンコフ光により観測を行っている。第 2.3 節で述べたように、チェレンコフ光は検出器内部に配置された PMT により検出され、PMT で観測した電荷量や時刻、ヒットのあった PMT の位置情報からニュートリノと荷電粒子の反応点の情報などを再構成している。スーパーカミオカンデで観測される太陽ニュートリノの再構成したエネルギーは解析閾値 (電子の運動エネルギーで SK-I,II,III では 4.0 MeV、SK-IV,V では 3.5 MeV) から約 20 MeV である。一方で第 1.3 節でも述べたが、 ^{222}Rn の崩壊過程にある ^{214}Bi の β 崩壊で生じる電子が最大 3.27 MeV のエネルギーを有するため、この値付近のエネルギーを有し、太陽の動径方向に反跳される電子による事象は太陽ニュートリノ事象との判別が出来ない。 ^{222}Rn は検出器の構造体や PMT、壁面から放出されたり、空気に含まれる可能性があるため、これらと超純水が接していた場合、超純水へ ^{222}Rn が混入することが考えられる。ハイパーカミオカンデ実験でもスーパーカミオカンデ実験と同じ手法でニュートリノを観測するため、まず検出器の部材から超純水中にどの程度 ^{222}Rn が放出されるかを知り、太陽ニュートリノ観測にどの程度影響があるかを評価する必要がある。これが達成されれば、ハイパーカミオカンデでの太陽ニュートリノ観測の関心の 1 つである物質効果の検証をする上での感度評価が可能となる。

今回はハイパーカミオカンデ用に作製された PMT や PMT に取り付け予定のカバー等からのラドン放出率の測定を行った。本章では実験のセットアップやラドン放出率測定の手法、測定の結果を述べる。

4.2 研究目的

ハイパーカミオカンデ検出器内のラドン濃度上限は内水槽のニュートリノ観測で使用される体積において $\sim 1 \text{ mBq/m}^3$ を想定されており、これは地表の空気のラドン濃度の 1/1,000 程度であり、神岡鉱山内の空気のラドン濃度の高い時の 1/1,000,000 程度である。この濃度から [56] ではハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT からのラドン放出率の上限を 1.7 mBq/PMT/day と定めている。本研究の最終的な目標は新たに開発されたハイパーカミオカンデ用の PMT からのラドン放出率を測定し、得られたラドン放出率がこの要求を満たすかを確認することである。

しかしハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT はその直径の大きさゆえに、ラドン放出率を検証するため

の測定装置が存在しなかった。本研究ではまず PMT 全体からのラドン放出率を測定する測定装置を構築した。PMT や PMT に取り付けられるカバーから空気中に放出されるラドンを、実際に検出器に設置される形状のままで、かつ測定後も測定対象物はその目的を果たせるようにしながらラドン放出率の測定を行うことを目指す。このために次に挙げる項目が測定上必要となる。

- PMT や PMT に取り付けられるカバーの全体が余裕をもって入れられるような大型の容器
- PMT や PMT に取り付けられるカバーから放出されるラドンガスを精度良く測定するための測定器
- 大型容器と測定器を結ぶための配管
- 大型容器内で放出されるラドンガスを測定器に循環するための空気ポンプ
- 測定系内の環境をモニターするための計器類

これらの要求を満たすべく、本論文筆者が中心となって、新たに PMT や PMT に取り付けられるカバーからの放出されるラドンガスの測定を行う装置を構築し、神岡鉱山内に設置した。この詳細を第 4.3.1 節で述べる。

さらに今回構築したラドン放出率測定装置を用いて、本論文筆者が中心となり PMT 全体や PMT に取り付け予定のカバーなどからのラドン放出率の測定、評価を行った。この詳細を第 4.6 節と第 5.1 節、第 5.2 節で述べる。

4.3 ラドン放出率測定装置

4.3.1 装置一覧

ラドン放出率測定装置全体の写真を図 4.3.1、図 4.3.2 に、模式図を図 4.3.3、図 4.3.4 に示す。

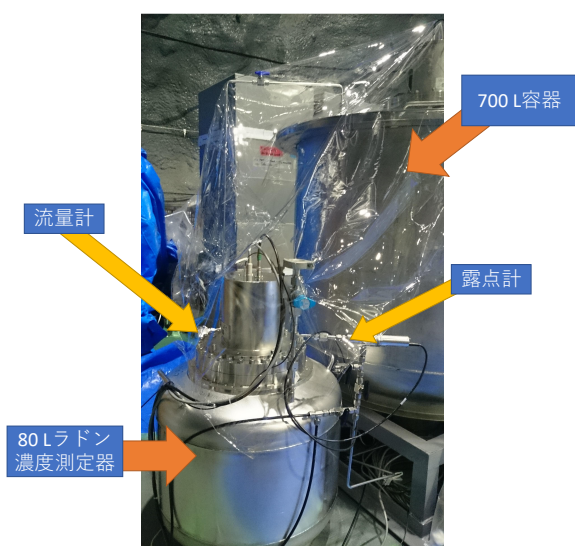


図 4.3.1: A 系の測定装置全体写真

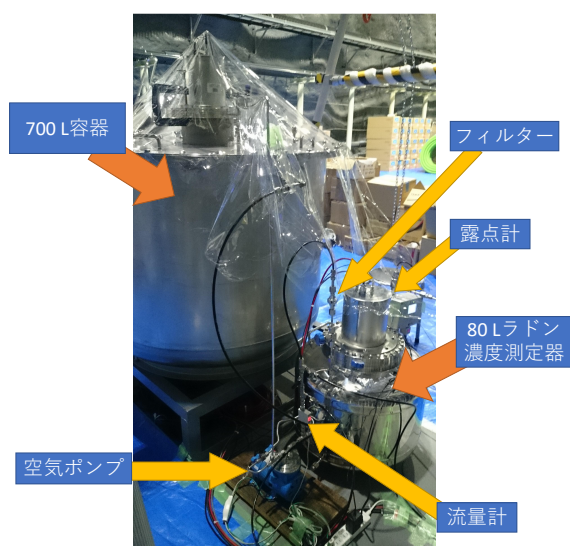


図 4.3.2: B 系の測定装置全体写真

基本的にはラドン濃度測定器と PMT を入れる容器、パージ用ライン、諸計器類から構成される。測定に使用した計器類は表 4.3.1 の通りである。なお 1 種類挙げられている場合は、2 つの系共有で使用している場合

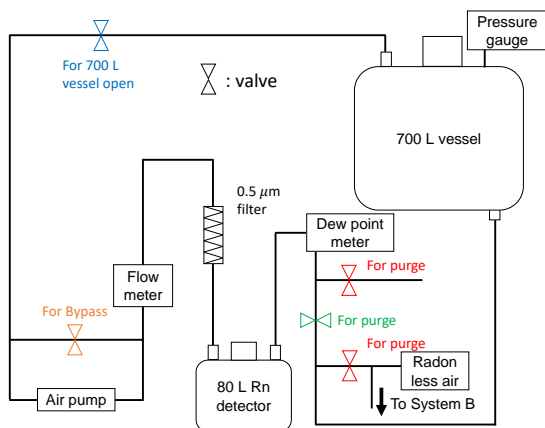


図 4.3.3: A 系のセットアップの概略図

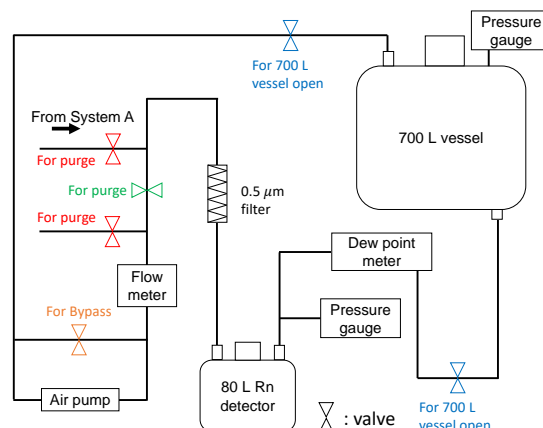


図 4.3.4: B 系のセットアップの概略図

か 2 つの系で同じものを使用している場合、3 種類以上ある場合はあるタイミングで交換などを行った場合で、詳細は脚注に記している。それぞれの計器の役割は以下の通りである。

計器類名	製造元	型番
露点計	Vaisala	DMT152 [68]
	Vaisala	DMT347 [69]
アナログ圧力計	swagelok	PGU-50-MC01-L-4FSF [70]
	swagelok	PGU-50-MC04-L-4FSF [70]
デジタル圧力計	長野計器	GC31-174 [71]
	長野計器	ZT67-2L6 ⁱ [72]
	長野計器	GC31-174 [71]
流量計	東フロコーポレーション株式会社	FM-PG25G-11-B10-1atm/20°C-SW [73]
	SMC 株式会社	PFM725-01-C [74]
	アズワン株式会社	KZ-7002-05A ⁱⁱ [75]
高電圧供給機	クリアパルス株式会社	6634N
空気ポンプ	株式会社 榎本マイクロポンプ製作所	MX-808ST-S [76]

表 4.3.1: 計器類の型番

ラドン濃度測定器

測定対象物からのラドン放出率の測定は測定対象物から空气中に放出されたラドン量の測定により行

ⁱ 途中で GC31-174 に取り替えている。

ⁱⁱ 途中で PFM725-01-C に取り替えている。

う。空気中のラドン量を測定するためには神岡で開発された高感度ラドン濃度測定器を使用する。測定器の詳細は第 4.3.2 節で述べる。

露点計

本測定では測定で得られたカウントレートを測定装置内の空気中ラドン濃度に変換する必要がある。この際の変換係数を較正係数と呼ぶ。較正係数は第 4.4.3 節にて詳細な議論を行う。較正係数は空気中に含まれる水分量に依存するため、カウントレートからラドン濃度に変換する際には測定時の測定装置内の空気中の湿度を知っておく必要がある。露点計は測定装置内の空気の露点温度を測定することで、この目的を達成している。今回使用した露点計の精度は $\pm 2^{\circ}\text{C}$ である。

空気ポンプ

系内の空気を循環させる。これは以下の目的で使用している。

- 700 L 容器に入れられた測定対象物から放出された ^{222}Rn を 80 L ラドン濃度測定器に誘導する。
- 測定装置内での空気の澱みを無くし、ラドン濃度の不均一を解消する。

圧力計

大気圧に比べて測定装置内の圧力が低くなり、密閉が破れている部分から外部空気が混入することで、外部空気中の ^{222}Rn が混ざってしまう可能性がある。これを防ぐために、測定装置内部の圧力を確認できるようにし、実験者が測定装置内の圧力を実験室内の気圧よりも高く維持出来るように取り付けられている。またパージ中に連結される 2 つの系同士の圧力のバランスを操作者が保つために測定系内部の圧力を確認する目的でも使用している。

流量計

操作者が流量を適当に調節する目的を達成するために使用している。

データ収集システム

ラドン濃度測定器から得た信号の処理は神岡で開発された Raspberry Pi をベースとしたデータ取得システムにより行う [49]。詳細は第 4.3.3 節で述べる。

また測定に関係するバルブについては図 4.3.3 と図 4.3.4 で説明がなされているとおり 700 L 容器の開閉時に用いるもの、空気純化（パージ）を行う際に用いるもの、流量調節バイパス用の 3 種類である。なお、パージ用のバルブにはパージ開始時に閉じてパージ終了時に開けるもの、およびパージ開始時に開けてパージ終了時に閉じるものがあり、それぞれ図 4.3.3 と図 4.3.4 で鉛直の配管に取り付けられている緑色で表したパージ用バルブ、水平の配管に取り付けられている赤色で表したパージ用バルブとして表している。

構築したラドン放出率測定装置について、個々の計器は既製のものを使用しており、配管の設計および配管は本論文筆者が担当した。

4.3.2 ラドン濃度測定器

ラドン濃度測定器の概略図を図 4.3.5、図 4.3.6 に示す。本研究で使用するラドン濃度測定器は容器を 0 V として、PIN フォトダイオードに負の電圧を掛けることで、測定器内部に静電場を生じさせ、PIN フォトダイオード表面に ^{222}Rn の娘核種の陽イオンを静電捕集することで ^{222}Rn の検出を行う。なお測定器の測定原理の詳細は第 4.4.1 節に記す。

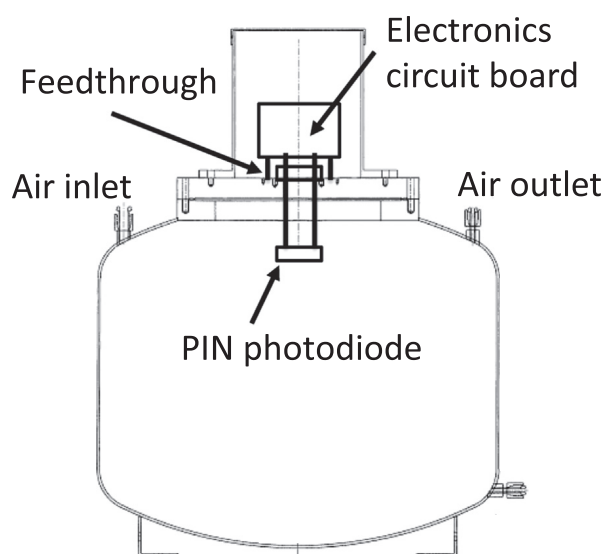


図 4.3.5: 80 L ラドン濃度測定器の断面の概略図 ([51]より引用し、一部加工)

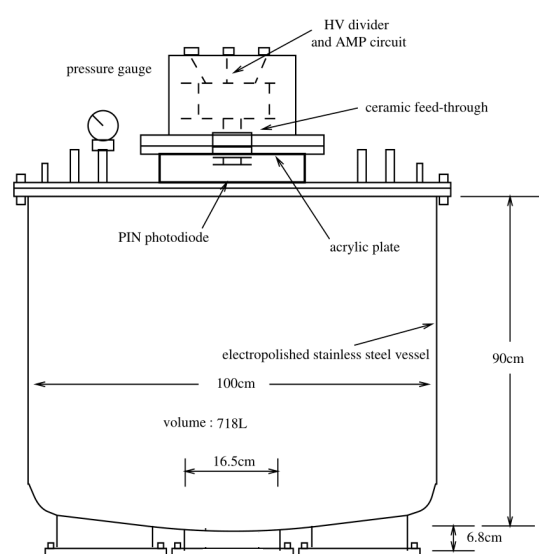


図 4.3.6: 700 L ラドン濃度測定器の断面の概略図 ([77]より引用し、一部加工)

このラドン濃度測定器の構成部分の説明を以下に行う [51][77][78]。

容器全体

ラドン濃度測定器の容器はステンレス製で外部からのラドンの侵入を防ぐとともに、内部からのラドンの漏れだしを防いでいる。内部表面は電解研磨を施している。電解研磨は微細な汚れを取り除くことで背景事象の低減を実現し、凹凸を除去することで汚れが付着しても取り除きやすくしている。また配管の接続点からのラドンの侵入を防ぐために、高い密閉性を持つ旧 CAJON 社 (現 Swagelok 社) の VCR や Swagelok 社の Swagelok の配管継手を採用している。

放射線検出部

放射線検出部には浜松ホトニクス社製の Si PIN フォトダイオード (HAMAMATSU-S3204-09[79]) を採用している。ここではまずフォトダイオードの検出原理について述べてから、今回使用した Si PIN フォトダイオードについて述べる [80]。

Si フォトダイオードはシリコン (Si) に価電子がより少ない元素を混ぜた p 型半導体を受光面側に、価電子がより多い元素を混ぜた n 型半導体を基板側に配置したつくりをしている。これを PN 型の Si

フォトダイオードと呼ぶ。この p 型半導体 (P 層) と n 型半導体 (N 層) は PN 接合を形成し、接合部にキャリア (電流の担い手のことを指す。) の少ない空乏層を生じさせる。Si フォトダイオードに光や放射線が照射し、電子を励起させると電子-正孔対を生じる。電子-正孔対が空乏層中で生じた場合は、空乏層中に生成されている電場により電子は N 層に、正孔は P 層へ移動する。N 層で電子-正孔対が生じた場合は、電子は P 層から流れてきた電子とともに N 層に残り、正孔は N 層中を空乏層まで拡散し、空乏層中の電場により P 層に移動する。入射した光や放射線のエネルギーに比例して発生する電子と正孔はそれぞれ N 層と P 層に蓄積されるので、入射粒子のエネルギーに応じて P 層は正に、N 層は負に帯電する。この状態で外部回路に接続すれば N 層から電子が、P 層から正孔がそれぞれ反対の電極に向かって流れるので、電流を取り出すことが出来る。PN 型フォトダイオードの断面構造の例を図 4.3.7 に示す。PIN フォトダイオードとは P 層と N 層の間に空乏層の代わりに価電子の過不足による自由電子や正孔が存在しない真性半導体 (I 層) を挟んだものである。PIN フォトダイオードでは光や放射線の照射により生じた電子-正孔対を、PN 型のフォトダイオードでは空乏層の電場で移動させていた代わりに、逆バイアス電圧を I 層に与えることで生じる電場により移動させることで、より高速に信号を得ることが出来る。

今回使用した PIN フォトダイオードは受光面が 18 mm 四方、空乏層厚が 0.3 mm、最大バイアス電圧が 100 V という規格である。また ^{222}Rn の娘核種である Po の同位体の陽イオンの崩壊で生じる α 粒子を測定するⁱⁱⁱために窓材を使用していない。この PIN フォトダイオードは以下の理由から採用している。

- 小型で軽量である。
- 長寿命である。
- 高エネルギー分解能で放射線のエネルギーを測定できる。
- 放射線が入射してから信号の出力までが早い。
- 幅広い放射線のエネルギーでそのエネルギーと出力される電流の線形性が保持される。
- 暗電流の波高が小さく、暗電流のノイズもレートが低い。

今回使用した Si PIN フォトダイオードの写真を図 4.3.8 に示す。

フィードスルー

PIN フォトダイオードと後述の電気回路を接続するためにフランジに取り付けられるもので、セラミックで作成されている。このフィードスルーはラドン濃度測定器内部に存在している PIN フォトダイオードに電圧を与えながら、ラドン濃度測定器の壁面と導通しないようにするものである。

電気回路

ラドン濃度測定器上部には前段増幅回路と高電圧分配回路の 2 つのプリント基板が取り付けられている。高電圧分配回路は高電圧 (-2.0 kV) を PIN フォトダイオードに掛けるために使用している。前段増幅回路は PIN フォトダイオードからの信号を電荷敏感増幅器により電圧パルスに変換し、反転増幅器により増幅と正の信号への変換を行うために使用している。高電圧を PIN フォトダイオードに印加すると、リーク電流が生じてしまい PIN フォトダイオードからの信号に影響が出る可能性があるため、前段増幅回路と高電圧分配回路はそれぞれにプリント基板を用意することで物理的に分離されている。

ⁱⁱⁱ ラドン濃度測定器の測定原理は第 4.4.1 節に記す。

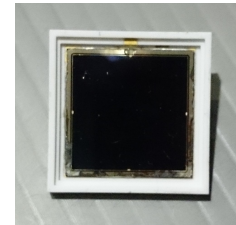
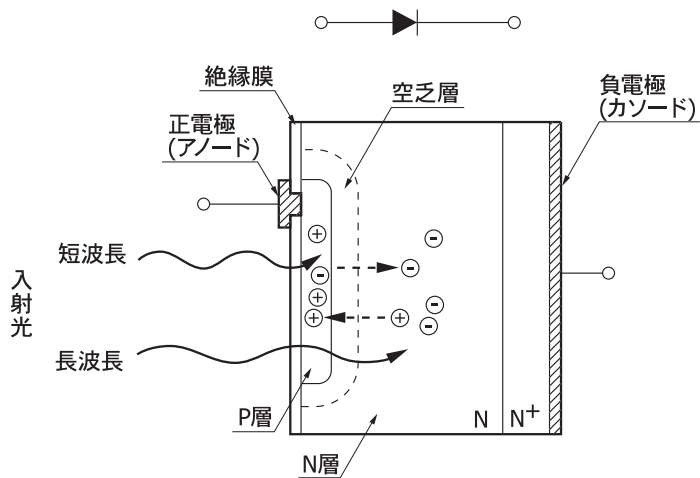


図 4.3.8: Si PIN フォトダイオードの写真

図 4.3.7: PN 型フォトダイオードの断面構造の例 [80]

回路の概略図は図 4.3.9、図 4.3.10 の通りである。実物の写真は図 4.3.11、図 4.3.12 に示す。

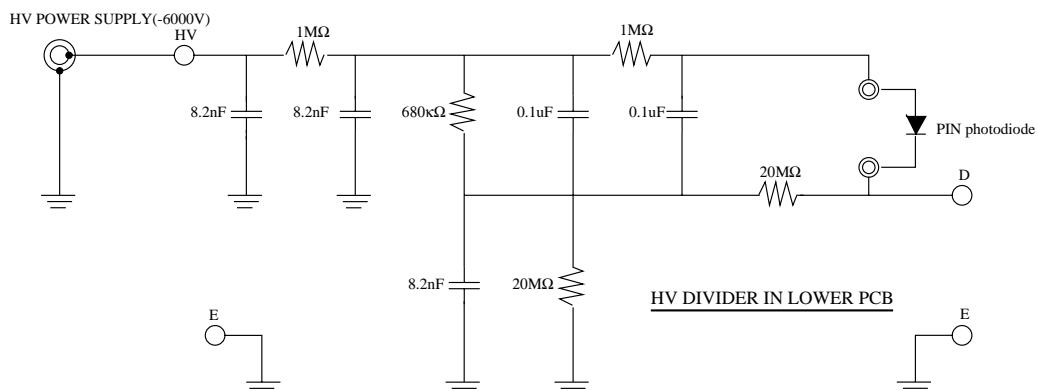


図 4.3.9: 高電圧分配回路の概略図 [77]。本回路は -6 kV まで掛けることが可能である。

今回は体積が 80 L と 700 L のラドン濃度測定器を用意し、700 L ラドン濃度測定器に測定対象物を入れて、配管で接続された空の 80 L ラドン濃度測定器でラドン放出率の測定をした。ラドン濃度測定器は内部に測定対象物を入れたままラドン濃度の測定をすることが可能だが、測定対象物を入れた際に内部の電場構造が変化することで、ポロニウムの同位体の陽イオンの捕集効率に変化する可能性がある^{iv}。また本節のラドン濃度測定器の容器全体の説明でも述べているが、ラドン濃度測定器はステンレス製なので壁面を通じた外部からのラドンの侵入を防ぐことが出来るため、700 L ラドン濃度測定器は測定対象物を入れるための容器として扱う。

^{iv} 電場によるポロニウムの陽イオンの捕集に関しては第 4.4.1 節にある通りである。

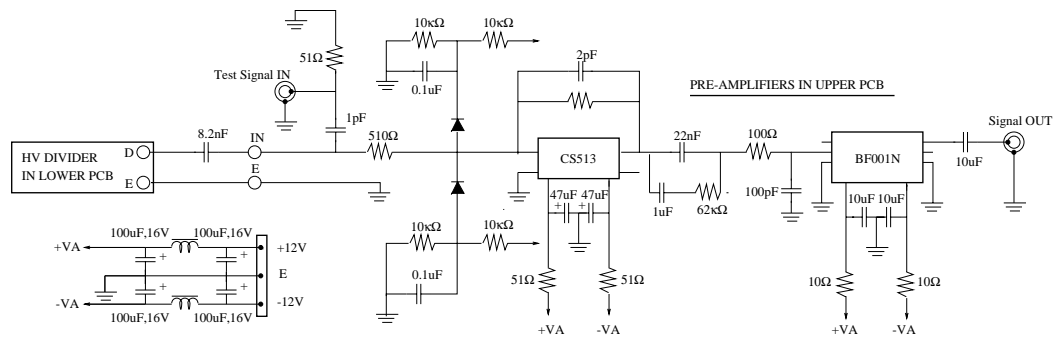


図 4.3.10: 前段増幅回路の概略図 [77]。電荷敏感増幅器 CS513 は後続の CS515 に変えたボードも使用している。

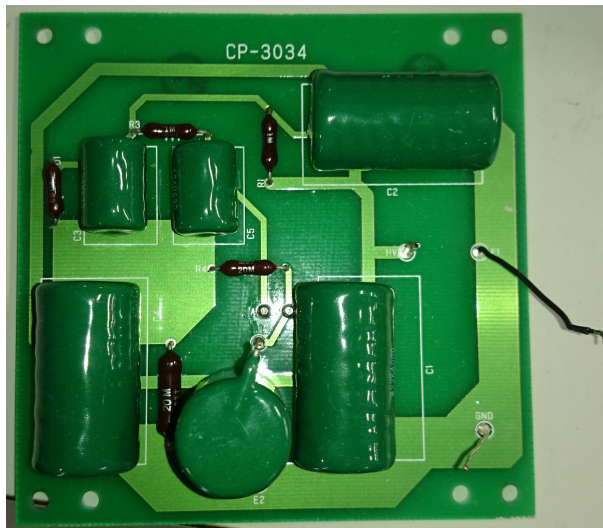


図 4.3.11: 高電圧分配回路の写真

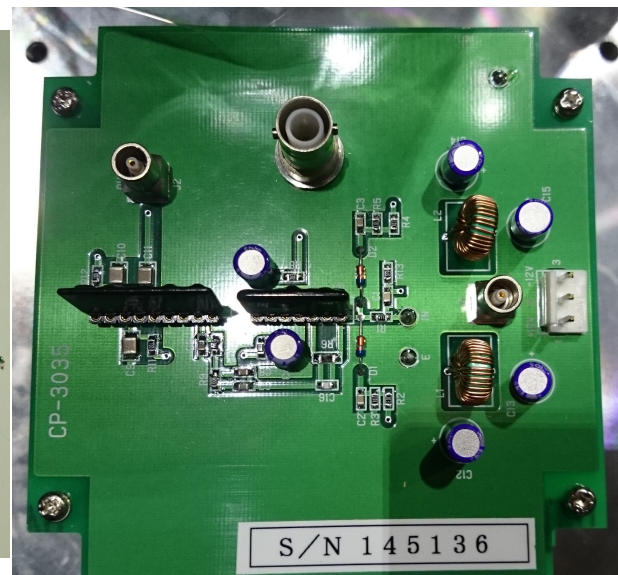


図 4.3.12: 前段増幅回路の写真

ラドンの検出には内部に何も入れていない 80 L ラドン濃度検出器で行う。本論文では「700 L ラドン濃度測定器」は「700 L 容器」と表現する。

4.3.3 データ収集システム

ラドン濃度測定器や露点計、デジタル圧力計の測定データの収集には神岡で開発された ADC ボード回路と、この ADC ボード回路が接続された Raspberry Pi を用いた。

ADC ボード回路はインピーダンス値 50 Ω の LEMO コネクタを経由の入力信号に対し、コンパレータ回路やピークホールド回路などを介し、ADC に入力することにより ADC のチャンネル番号に変換してデジタ

ル信号を出力する。ラドン濃度測定器からの信号は 0 ~ 1,000 mV の入力で 8-bit ADC により ADC 変換がされ Raspberry Pi へ、露点計やデジタル圧力計からの信号は 0 ~ 5,000 mV の入力で 10-bit ADC により ADC 変換がされ Raspberry Pi へ送られる。回路の概略図は図 4.3.13、図 4.3.14 の通りである。図 4.3.15 に実物の写真を示す。

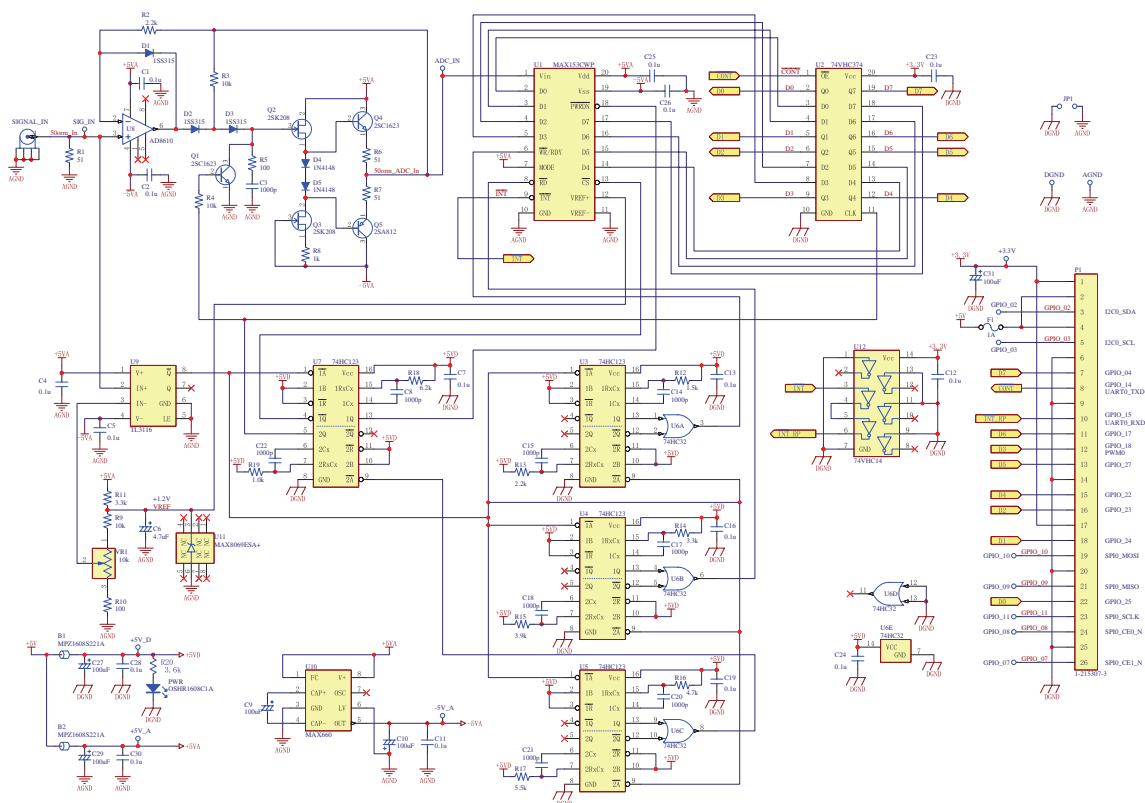


図 4.3.13: ADC ボード回路の概略図 [49]

次に使用した Raspberry Pi の仕様を表 4.3.2 に示す。Raspberry Pi は C++ ライブラリと wiringPi[81] framework により作成されたプログラムにより、ADC ボード回路から GPIO ピンを通して送られた信号を読み出している。使用した Raspberry Pi の性能の要請から ~ 28 kHz の入力までが許容できる。このレートに対してデータを失うことなく取得するには、ソフトウェアの要請として 4 秒のプロセス間隔が必要となっている。図 4.3.16 に Raspberry Pi の基板の写真を示す。

これらのデータ収集システムを用いて、今回の測定では 10 分ごとに取得データを積算し記録するようにした。なお詳細は [49] に記されている。

4.3.4 装置運転方法

ラドン放出率の測定時は図 4.3.17、図 4.3.18 に示す空気の循環を流量約 3.0 L/min で行う。測定系内の空気純化（パージ）時は図 4.3.19、図 4.3.20 に示す空気の循環を流量約 6.0 L/min で行う。パージは 700 L 容

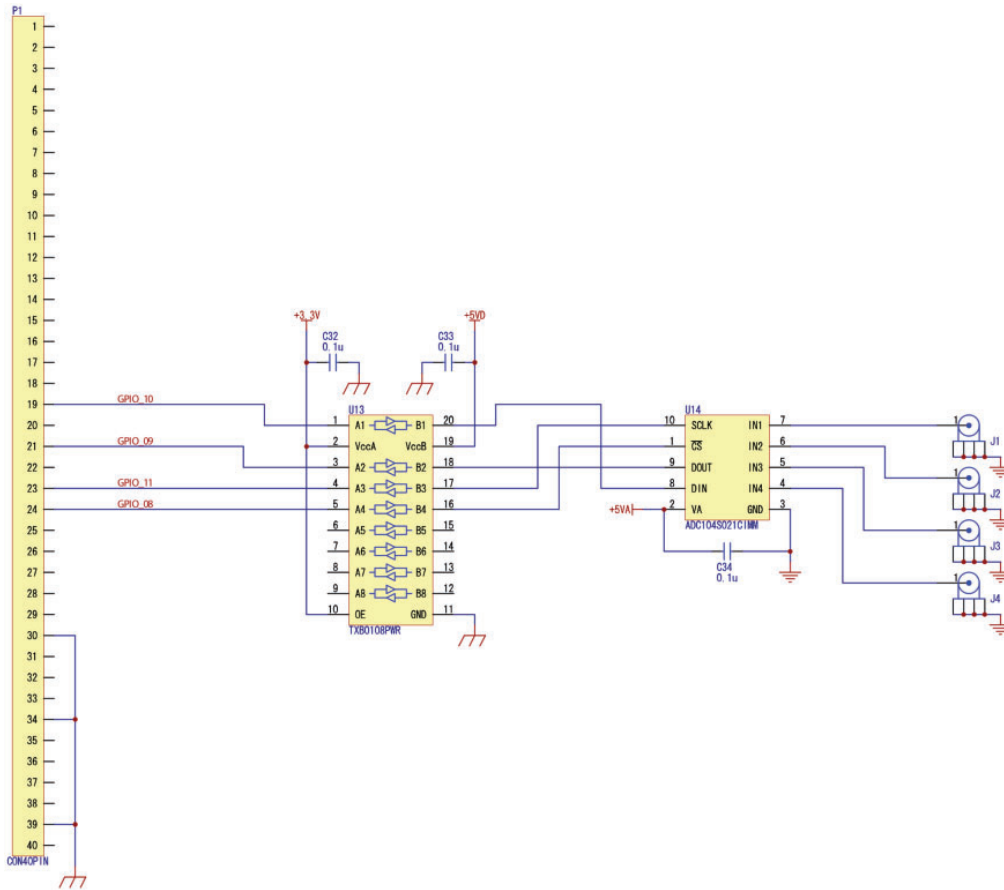


図 4.3.14: ADC ボード回路の概略図のうちラドン濃度測定器以外からの信号入力用回路 [49]

ハードウェアのモデル	Raspberry Pi 3 Model B Rev 1.2
カーネルのバージョン	Linux raspberrypi 4.4.21-v7+ #911 SMP Thu Sep 15 14:22:38 BST 2016
CPU	ARM v7 Little Endian
ディストリビューション	Raspbian GNU/Linux 8.0
コードネーム	jessie

表 4.3.2: Raspberry Pi の仕様

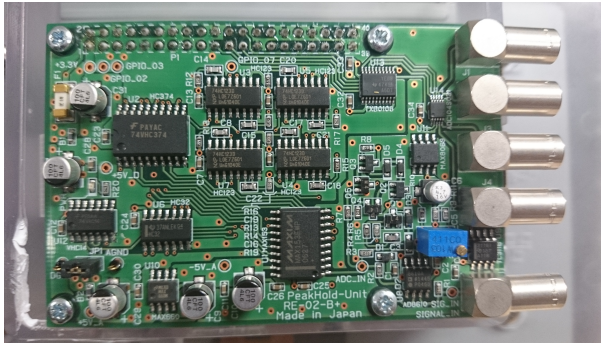


図 4.3.15: ADC ボード回路の写真

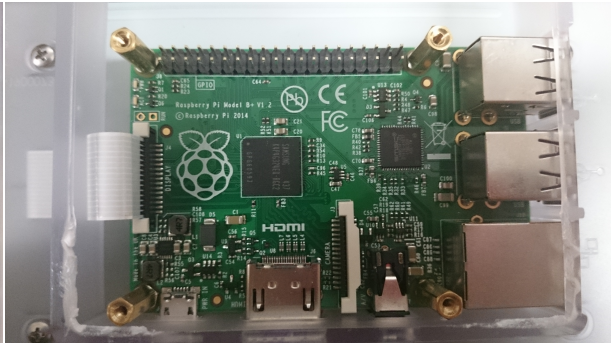


図 4.3.16: Raspberry Pi の基板の写真

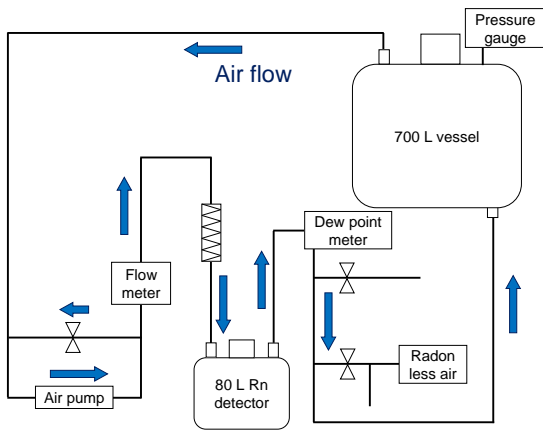


図 4.3.17: A 系の測定時の空気循環

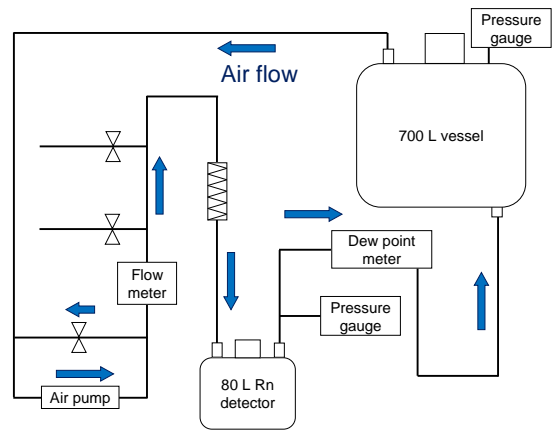


図 4.3.18: B 系の測定時の空気循環

器を開け、測定対象物を入れ替えた後に行う。ラドン濃度測定器を開けると測定装置内の空気に比べてラドン濃度の高い実験室内の空気が混入してしまう。実際、パージをせずに測定をすると外部空気由来のラドンの崩壊が観測された。この問題を解決すべく 700 L 容器開閉後に測定装置内部に存在する外部空気をなるべく測定装置外へ排気するために、測定対象物の入れ替えを行うたびにパージを 15 時間から 24 時間程度行った。パージには第 2.2.2 節で述べたラドンレスエアーを使用した。これは第 2.2.2 節にあるスーパーカミオカンデ検出器に供給されているラドン濃度の低い空気と同じ空気であり、ラドン濃度は第 4.6 節で議論を行う 700 L 容器に測定対象物を入れない際の測定で数 mBq/m^3 以下であることが分かっている。この値は実験室内の空気ラドン濃度 $40 \sim 2,000 \text{ Bq}/\text{m}^3$ に比べて低い値である。ここで実験室の空気ラドン濃度に幅があるが、これは実験室内の空気中のラドン濃度に季節変動がある [49] ことに起因する。実験室やスーパーカミオカンデ検出器が設置されている鉱山内の温度が 1 年を通して約 15°C である一方で鉱山外の空気は季節変動する。よって鉱山内外の気温に差が生じ、風向きが季節変動することで空気中のラドン濃度が季節変動すると考えられている。測定を行っている実験室は鉱山内でも比較的坑口に近いところにある。これらを考慮すると、夏は鉱山

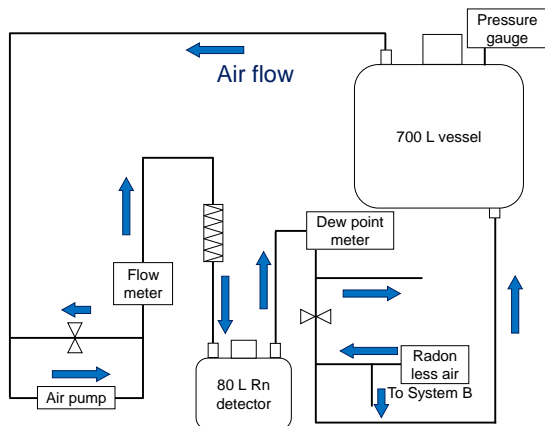


図 4.3.19: A 系の空気純化時の空気循環

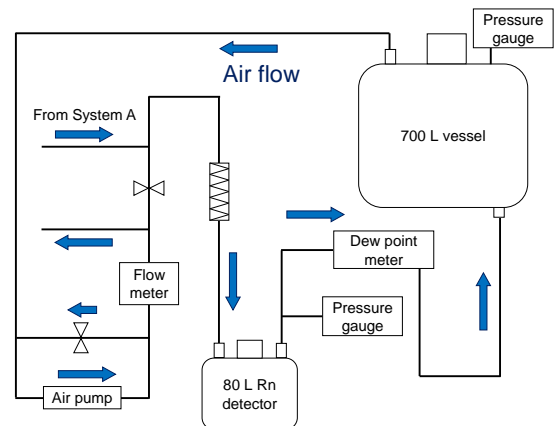


図 4.3.20: B 系の空気純化時の空気循環

内部から風が吹き出すため、鉱山内のラドン濃度が高い空気が入ることで実験室の空気中のラドン濃度が上昇し、一方で冬は鉱山内部に吹き込むため、鉱山内のラドン濃度の高い空気の混入が抑えられ、実験室の空気中のラドン濃度の上昇は抑えられると考えられる。よって夏は実験室内のラドン濃度は高く、冬は低くなる。

4.4 解析手法

4.4.1 ラドン濃度測定器の測定原理とエネルギー領域の選択

太陽ニュートリノ観測における背景事象となる β 線を放出する ^{214}Bi は ^{222}Rn の一連の崩壊によって生成される。この崩壊過程で生じるポロニウムの同位体 (^{218}Po , ^{214}Po) はほぼ陽イオン化することが知られている [82] ため、この陽イオン化したポロニウムの同位体をラドン検出器内に形成している静電場により、検出器上部の PIN フォトダイオードに捕集する。最終的にポロニウムの同位体が崩壊した際に生じる α 粒子を PIN フォトダイオードで検出する。図 4.4.1 に A 系の、図 4.4.2 に B 系の全期間の測定で得られたエネルギースペクトルを示す。図 4.4.1 と図 4.4.2 で 1 日当たりの検出数に違いがあるのは、測定対象物の入れ替えの際に 700 L 容器の開閉時間の長さに違いがあったため、混入してしまったラドン量に A 系、B 系で違いがあったことから生じている。得られたエネルギースペクトルから測定対象物由来の親粒子である ^{222}Rn の放出率を測定する。

^{222}Rn の崩壊生成物として α 粒子を放出し、本研究で構築した測定装置で検出されるのは第 1.3 節にあるように ^{218}Po , ^{214}Po , ^{210}Po の 3 つであるが、 ^{222}Rn の放出率の測定には ^{214}Po の崩壊で得られる α 粒子を検出した事象を使用する。理由は以下のとおりである。

- ^{218}Po から放出される α 粒子のエネルギー (6.003 MeV) は自然放射線のトリウム系列の ^{212}Bi から放出される α 粒子のエネルギー (6.051 MeV) と PIN フォトダイオードのエネルギー分解能により重なりうる。

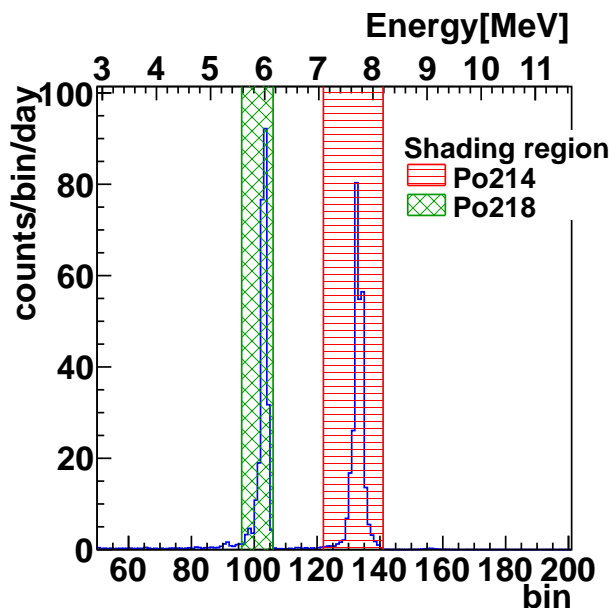


図 4.4.1: A 系の全期間とパージ中の測定で得られるエネルギースペクトル

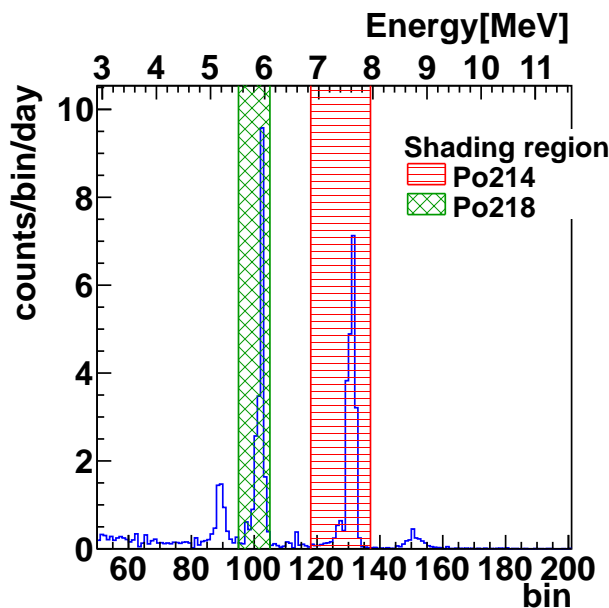


図 4.4.2: B 系の全期間とパージ中の測定で得られるエネルギースペクトル

横軸は ADC チャンネル番号、縦軸は各チャンネルでの全測定期間およびパージ中の 1 日当たりの平均検出数を表す。緑色の網掛けがされている部分はほとんどが ^{218}Po の崩壊で生じた 6.003 MeV のエネルギーを有する α 粒子、赤色のボーダー模様が描かれている部分はほとんどが ^{214}Po の崩壊で生じた 7.687 MeV のエネルギーを有する α 粒子によるエネルギースペクトルである。

- ^{214}Po から放出される α 粒子のエネルギーに近い値をもつ α 粒子を放出する放射線源はなく、付近のエネルギー領域では ^{214}Po 以外の信号に対する ^{214}Po の信号の検出率 (^{214}Po の信号の対ノイズ比) が良い。
- ^{214}Po 由来の α 粒子は、 ^{218}Po の状態で PIN フォトダイオード付近に捕集されたものと ^{214}Po に崩壊してから PIN フォトダイオード付近に捕集されたものが崩壊して生じたものであるから、 ^{218}Po よりも ^{214}Po の方が検出効率が良い。
- ^{210}Po は半減期が 138.4 日のため、今回行った 1 か月程度の測定に対して十分長い。したがって今回の測定で検出されている ^{210}Po はすでに PIN フォトダイオードに付着していたものと考えられる。この付着していた ^{210}Po はそれまでに測定していたものから放出されたか、混入してしまった実験室内の空気に含まれる ^{222}Rn から放出されたと予想される。ゆえに測定時に測定対象物から放出された ^{222}Rn の検出数を議論する上で ^{210}Po は不適である。

図 4.4.1 と図 4.4.2 において赤色のボーダー模様が描かれている範囲に入っている事象を ^{214}Po の崩壊由来の事象として解析に用いる。この範囲は次の基準で決定する。上限値はピーク付近のエネルギーを有する事象

を数え落とさないようする。下限値は ^{214}Po のピークよりも低い ADC チャンネルに伸びるテール部分を数え落とさないようにしながら、 ^{218}Po や ^{210}Po 、およびトリウム系列の崩壊時 6.779 MeV の α 線を放出する ^{216}Po 由来と考えられる事象をなるべく含まないようにする。各測定系でこの範囲の上限値、下限値は異なるため次に詳細を記述する。

A 系

本来であれば PIN フォトダイオードに α 粒子が落とすエネルギーと PIN フォトダイオードの分解能を考慮すると、ピークの ADC チャンネルよりも高いチャンネルになるにつれて、ピークの ADC チャンネルでの検出数よりも急激に小さくなる傾向が図 4.4.3 のように見られるはずだが、図 4.4.1 では広がっている様子が見られる。したがって、ピークよりも高いチャンネルを B 系よりも多く含むように範囲を決定する。

- 上限値: ^{214}Po のピーク 133 bin の 8 bin 上の 141 bin とする。エネルギーとしては約 8.20 MeV に相当する。
- 下限値: ^{218}Po のピーク 104 bin の 18 bin 上の 122 bin とする。エネルギーとしては約 7.08 MeV に相当する。

B 系

- 上限値: ^{214}Po のピーク 132 bin の 5 bin 上の 137 bin とする。エネルギーとしては約 7.97 MeV に相当する。
- 下限値: ^{218}Po のピーク 103 bin の 15 bin 上の 118 bin とする。エネルギーとしては約 6.85 MeV に相当する。

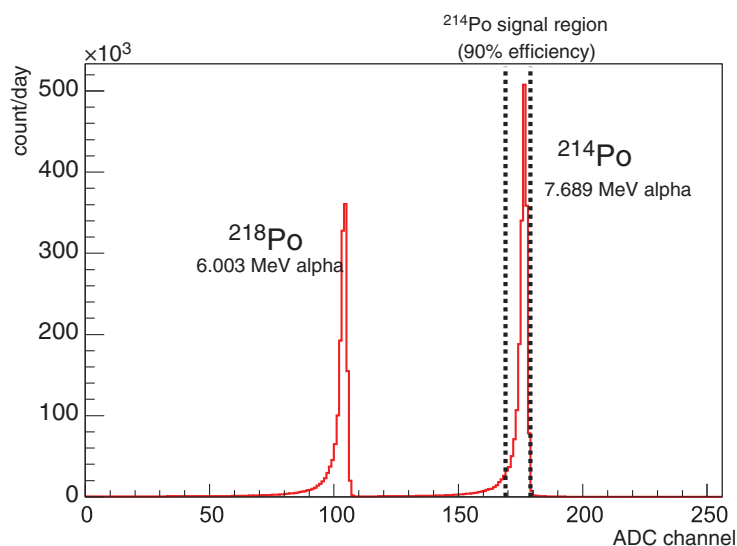


図 4.4.3: 典型的なエネルギースペクトル [78] (ただし横軸の ADC channel はアナログ信号の振幅に応じて出力されるデジタル信号の波高に相当するもので、放射線のエネルギーに比例する。)

4.4.2 背景事象

第 4.4.1 節では ^{214}Po 由来の事象の選択について述べたが、本節ではウラン系列内の他の放射性元素由来の事象以外で測定上存在する背景事象について述べる。

- 測定対象物の入れ替えのために 700 L 容器を開閉すると、実験室内のラドン濃度の高い空気が混入してしまう。これをラドンレスエアーを用いてパージを行い、測定時には混入してしまったラドンが残らないようにしている。しかしパージが十分されなければ、測定系内部に実験室内の空気に含まれるラドンが残り、2 週間程度の測定では測定対象物から放出されるラドンが、700 L 容器の開閉に伴い混入したラドンに埋もれて測定できなくなる。
- 700 L 容器の開閉に伴い、実験室中のちりやほこりが混入してしまう可能性がある。目で見えるほど大きなものが混入してしまった場合はアルコールにより拭き取っていたが、目に見えないサイズのものが混入してしまうと測定装置内に残り続けてしまう。この場合ちりやほこりが有するラジウムからラドンが恒常的に放出されるため、測定対象物からのラドンと区別が出来ない。
なお測定対象物の表面に付着したちりやほこりといった汚れから放出されるラドンを無くすために測定対象物は必ずアルコール拭きをしてから 700 L 容器内に入れることにしていた。
- 700 L 容器は気密状態を保つためにバイトン製の O リングを採用している (図 4.4.4)。容器自体はステンレス製のためラドンの透過はないが、たとえ内圧が外気よりも高く一定であったとしても、バイトン製の O リング部分をラドンが透過し、測定装置内部に混入してしまう可能性がある。この場合も測定系内にラドンが混入してしまうと、測定対象物由来のラドンと区別が出来ない。また、この O リングのラドン透過は恒常的に起こりうるので、[49] および第 4.3.4 節にある通り、実験室内の空気ラドン濃度は季節変動に依存して混入するラドンの数が変化し、80 L ラドン濃度測定器でのラドンの検出数が変化する可能性がある。よってバックグラウンドの測定と測定対象物からのラドン放出率の測定は同じ環境ラドン濃度の下で行う必要がある。
- 測定系内の空気の循環のために使用しているポンプはダイヤフラムポンプである。今回使用しているものは接ガス部にポリテトラフルオロエチレン (PTFE) も使用していることから、接ガス部からラドンが透過する可能性がある。この場合 700 L 容器の O リングと同様に、実験室内の空気のラドン濃度に依存してラドンが混入し、混入したラドンを測定対象物からのラドンとして 80 L ラドン濃度測定器で検出してしまう。
- 電氣的なノイズの波高が選択した ^{214}Po のエネルギー領域の信号の波高と同じであれば、測定対象物からのラドンとして数え上げてしまう可能性がある。

なお先行研究 [51] によれば今回使用している 80 L ラドン濃度測定器の測定器由来の背景事象は $0.33 \pm 0.07 \text{ mBq/m}^3$ と測定されている。



図 4.4.4: 700L 容器を開けた時の写真。赤色の 2 重円で縁取られた黒いリングが O リングである。底面に 3 箇所フランジがある (図 4.3.6) が、ここにも同様のバイトン製 O リングが使用されている。

4.4.3 較正係数

本実験では 1 日あたりに検出される ^{214}Po の崩壊で生じる α 線の検出数 (counts/day) から、装置内のラドン濃度 (mBq/m^3) に変換する必要がある。これには検出数からラドン濃度に変化するための係数 (以下「較正係数」と呼称する。) を用いる。較正係数は濃度が既知のラドンソースを使用し、ある濃度の時にある時間でどの程度検出されるかを測定することで求める。この係数は Po の同位体の陽イオン捕集用に PIN フォトダイオードに与える高電圧の値や、測定器内の水分量、ラドン濃度測定器内に封入される気体の種類によって変化するため、それぞれの環境に対する較正実験が先立って行われている [51][78]。それぞれの較正係数への依存性について定性的に議論する。

高電圧依存性

印加電圧が高いとラドン濃度測定器内部で形成される電場が強くなる。結果としてポロニウムの同位体の陽イオンを PIN フォトダイオードに捕集しやすくなり、検出効率が上がるので、較正係数は高電圧の電圧値の上昇に伴い大きくなる。較正実験での結果は図 4.4.5 に示す。

ポロニウムイオンの中性化

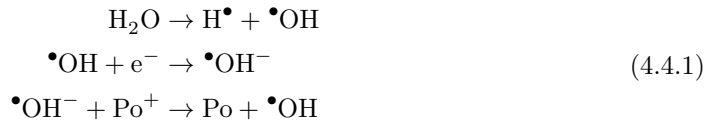
^{218}Po はその $(87.3 \pm 1.6)\%$ が陽イオン化することが知られている [83]。ポロニウムイオンの中性化は電場によるポロニウムの捕集に影響を与えるため、較正係数に変化をもたらす。この中性化は以下に挙げる過程で生じる。

-イオンとの再結合-

α 線や β 線、 γ 線、宇宙線が通過する際にエネルギーを落とすことによって空気中に小さな陽イオンと陰イオンが生成されうる。生成された陰イオンが再結合する際にポロニウムイオンと結びつく可能性がある。これによりポロニウムイオンが中性化される。

-電子捕獲機構-

ポロニウムの同位体の陽イオンは水分子との共存下で式 (4.4.1) にあるような過程により中性化することがある。



この中性化は気体中の水分子の濃度に依存し、1 気圧 15°C 空気においては 2.3 g/m³ 程度 (同気圧の露点温度に換算して約 -15°C) になるまで空気中の水分子の濃度が増えるにつれて中性化する確率は上昇する [82]。したがって空気の湿度が低くなるにつれて、ポロニウムの同位体の陽イオンが静電場によって PIN フォトダイオード付近へ捕集されやすくなることで、較正係数は大きくなる。較正実験での結果は図 4.4.6 に示す。

-イオン化エネルギー差による電荷の移動-

Po⁺ は周囲に酸素分子が存在すると PoO₂⁺ を形成する。Po⁺ や PoO₂⁺ は表 4.4.1 に挙げるように、空気中に存在するイオンや分子の中で比較的大きなイオン化エネルギーを有するため、よりイオン化エネルギーが小さな原子や分子から電子を受け取ることで中性化する。

元素や分子	イオン化エネルギー [eV]
Ar	15.8 ± 0.0 [84]
N ₂	15.6 ± 0.0 [85]
O ₂	12.1 ± 0.0 [85]
H ₂ O	12.6 ± 0.0 [85]
NH ₃	10.1 ± 0.0 [85]
NO ₂	9.6 ± 0.0 [85]
Po	8.4 ± 0.0 [84]
Po ⁺	19.3 ± 1.7 [84]
PoO ₂ ⁺	10.4 ± 0.1 [82]
Pb	7.4 ± 0.0 [84]
Pb ⁺	15.0 ± 0.0 [84]
Bi	7.3 ± 0.0 [84]
Bi ⁺	16.7 ± 0.0 [84]

表 4.4.1: イオン化エネルギーの一覧

ポロニウムイオンが中性化すると、ラドン濃度測定器内部の電場による PIN フォトダイオードへの捕集が出来なくなることから検出効率が低くなる。結果としてポロニウムイオン由来の α 線の検出レートとラドン濃度測定器内部のラドン濃度の関係を表す較正係数も小さくなる。

気体の種類

ラドンと検出器内の気体の平均分子量が近くなると、検出器内の気体の分子の大きさがラドンと同程度になり、ラドンと検出器内の気体の衝突断面積が大きくなると考えられる。気体とラドンの崩壊で生じるポロニウムイオンが衝突すると、ポロニウムイオンに気体分子中の電子が付与されることで中性化される可能性がある。これらを踏まえると、静電場によるポロニウムイオンの捕集効率が検出器内の気体によって変化する。

先行研究ではこの較正係数は $[(\text{counts/day})/(\text{mBq/m}^3)]$ として求められているので、今回の研究でもその表現に従うことにする。本研究では高電圧の印加電圧は -2.0 kV で一定にするため較正係数の高電圧依存性は考慮しなくとも良く、気体の組成も測定によって変えないので、これらの較正係数への依存性は考慮しなくともよい。

ポロニウムイオンの中性化に関しては今回測定を行った環境ではそのほとんどが電子捕獲機構によるものである [86] ため、較正係数を扱う上で空気の湿度は考慮しなければならない。使用した 80 L ラドン濃度測定器は [51] の研究で使用されたものと同じものを用いているので、この研究で得られた較正係数を本研究では利用した。この較正係数は絶対湿度を $A_H [\text{g/m}^3]$ として印加高電圧が -2.0 kV の時、式 (4.4.2) で表される。

$$C_F = 2.25 - 0.29\sqrt{A_H} \quad (4.4.2)$$

式 (4.4.2) から分かるように較正係数は絶対湿度に依存する。測定装置内の空気の絶対湿度は第 4.3.1 節で述べたように露点計で露点温度を測定することで求めている。露点温度 t_{dew} から絶対湿度 A_H への変換は式 (4.4.3) で表される [87]。

$$A_H = \frac{CP_w(t_{\text{dew}})}{T} \quad [\text{g/m}^3] \quad (4.4.3)$$

式 (4.4.3) において C は係数で $C = 2.16679 \text{ g}\cdot\text{K}/\text{J}$ 、 T は測定装置内の空気の温度で $T = 288.65 \pm 0.5 \text{ K}$ 、 $P_w(t_{\text{dew}})$ は露点温度 $t_{\text{dew}} < 273.16 \text{ K}$ (0.01°C) の時の飽和水蒸気圧で式 (4.4.4) と表される [88]。

$$P_w(t_{\text{dew}}) = P_c \exp\left(\frac{1}{\theta(t_{\text{dew}})} \sum_{i=1}^3 a_i (\theta(t_{\text{dew}}))^{b_i}\right) \quad (4.4.4)$$

式 (4.4.4) において P_c は水の三重点における圧力で $611.657 \pm 0.010 \text{ Pa}$ 、 $\theta(t_{\text{dew}})$ は水の三重点における温度 T_c との比で $\theta(t_{\text{dew}}) = t_{\text{dew}}/T_c = t/273.16$ (ただしこの計算で t は単位として $[\text{K}]$ を取るものとする。) である。また a_i や b_i は定数で表 4.4.2 の通りである。

i	a_i	b_i
1	-21.2 144 006	0.00333 333 333
2	27.3 203 819	1.20 666 667
3	-6.10 598 130	1.70 333 333

表 4.4.2: 式 (4.4.4) の定数 [88]

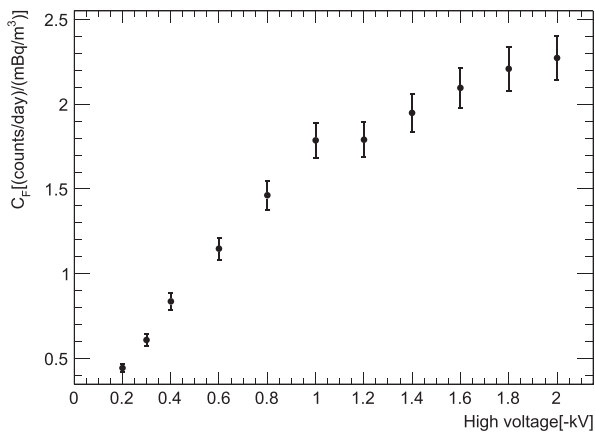


図 4.4.5: 校正係数の高電圧依存性 [51]

絶対湿度が 0.0021 g/m^3 の時の測定結果である。

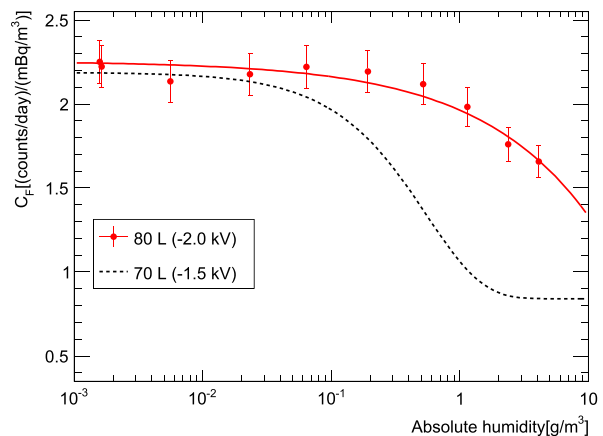


図 4.4.6: 校正係数の湿度依存性 [51]

赤色のプロットが [51] で行われた校正実験の結果で、高電圧が -2.0 kV の時の結果である。黒色のプロットは [51] の校正実験以前に行われた、体積が 70 L のラドン濃度測定器の校正実験の結果である。

4.4.4 解析手順

測定対象物からのラドン放出率測定は 700 L 容器内部に何も設置しない状態でのバックグラウンド測定 (BG Run) と、測定対象物を 700 L 容器に入れた状態での本測定 (Main Run) の 2 つの測定から成り立つ。バックグラウンド測定は定常的に存在する電気的なノイズや外部のラドン濃度が高いときに侵入してしまったラドンの崩壊による影響を本測定の結果から差し引くために行う。ここではバックグラウンド測定と本測定に共通した解析手法について述べる。まず解析の手順を示す。なお手順における物理量の変換に関しては後の第 4.4.5 節で述べる。

1. 2 週間以上のデータ取得を行う。取得したデータから 1 日当たりの ^{214}Po の検出数 (カウントレート) を測定し、カウントレートの時間変動を得る。
2. 測定装置内の空気の露点温度の測定結果から、データを取得した 1 日ごとに平均の露点温度を測定する。
3. 1 日ごとの平均の露点温度からその日の測定装置内の空気の絶対湿度を求め、校正係数を決定する。
4. 求めた校正係数を用いて 1 日ごとのカウントレートの測定結果を 1 日ごとのラドン濃度に変換する。
5. ラドン濃度の時間変動のプロットに対して式 (4.4.5) でフィットを行い、ラドンの放出と崩壊が平衡になった時のラドン濃度を見積もる。
6. 求めたラドン濃度に測定装置の体積を掛けることで、ラドン放出率を求める。

ここで述べた解析手法をバックグラウンド測定と本測定の両方で同じく行い、最終的には本測定の結果から

バックグラウンド測定の結果を引き、測定対象物からのラドン放出率を求める。

先の解析手順でフィッティングを行うと述べていたが、フィッティングをする関数は式 (4.4.5) である。

$$C \cdot \left(1 - 2^{-\frac{t-t_0}{\tau_{Rn}}}\right) + D \cdot 2^{-\frac{t-t_0}{\tau_{Rn}}} \quad (4.4.5)$$

式 (4.4.5) で C はラドンの放出と崩壊が平衡となるときラドンの濃度 (単位は mBq/m^3)、 t_0 は測定開始時刻、 τ_{Rn} は ^{222}Rn の半減期 (3.82 日)、 D は第 4.4.2 節で挙げた測定装置内に混入してしまったラドン濃度 (単位は mBq/m^3) を表している。式 (4.4.5) でフリーパラメータは C, D の 2 つであり、これらをフィッティングにより求める。

^{222}Rn の崩壊から ^{214}Po の崩壊までには 5 つの崩壊過程があることから式 (4.4.5) では τ_{Rn} で表される半減期は厳密にはこれらを考慮しなければならない。しかし 5 つの崩壊過程の中で $^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} + \alpha$ の崩壊の半減期が最も長く (3.82 日)、崩壊に要する時間への寄与が大きいため、他の崩壊による寄与は無視してもよい、という近似を行っている。詳細は補遺 C 章に示す。

4.4.5 系統誤差

第 4.6 節で議論される mBq/m^3 や mBq を単位とする結果は counts/day から単位変換をして求められるが、変換には系統誤差が存在する。ここでは counts/day で表されるカウントレートからの諸変換と変換の際の系統誤差について述べる。

測定で得られる物理量は ^{214}Po 由来の α 粒子を単位時間あたりに検出した数である。ここから第 4.4.3 節で議論を行った較正係数で測定対象物から放出されるラドンが測定装置内に放出され満たされた際のラドン濃度に変換する。その後、測定装置の体積を利用して測定対象物のラドン放出量に変換する。以下に変換の流れを示す。

$$\begin{array}{ccccc} \text{カウントレート} [\text{counts}/\text{day}] & \longrightarrow & \text{ラドン濃度} [\text{mBq}/\text{m}^3] & \longrightarrow & \text{ラドン放出量} [\text{mBq}] \\ & & \text{(較正係数)} & & \text{(測定系の体積)} \end{array}$$

それぞれの変換における系統誤差は次の通りである。

較正係数

これは [51] で求められているものを使用する。系統誤差としては較正係数を求める際のラドン濃度のモニター用のイオンチェンバーの誤差、露点計の誤差、測定系の体積の誤差、バックグラウンドの誤差が計上されており、全てで $\pm 5.7\%$ である。

測定系の体積

これはラドン濃度測定器についての [51][77] での設計値と実際の計測値の差から $\pm 3.0\%$ とした。なお測定対象物が入れられていない時の体積は 0.800 m^3 であり、測定対象物が入れられている時の体積は測定対象物によって変わるので、各測定の結果の表に表している。

結果を第 4.6 節で示すが、第 4.6 節での誤差は全て統計誤差と系統誤差を合わせた形で表すこととする。

4.5 測定対象物の詳細

今回の研究ではハイパーカミオカンデ用に製作された直径 20 インチの PMT の他に、スーパーカミオカンデで使用されていた直径 20 インチの PMT、ハイパーカミオカンデで 20 インチ PMT に取り付けられる可能性のあるカバーの測定を行った。以下に測定対象物の詳細を示す。

- ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT

R12860 というハイパーカミオカンデ用に新たに製作された高効率、高分解能の口径 20 インチの光電子増倍管である。増倍部にはスーパーカミオカンデで使用されている PMT と異なるボックス-アンド-ライン型を採用している。詳細な仕様については第 3.2.3 節で述べた。ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の写真を図 4.5.1 に示す。

- スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT

R3600 というスーパーカミオカンデ用に製作され、実際に使用されているものである。口径は 20 インチで増倍部にはベネチアン-ブラインド型を採用している。詳細な仕様については第 2.2.3 節で述べた。スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の写真を図 4.5.2 に示す。

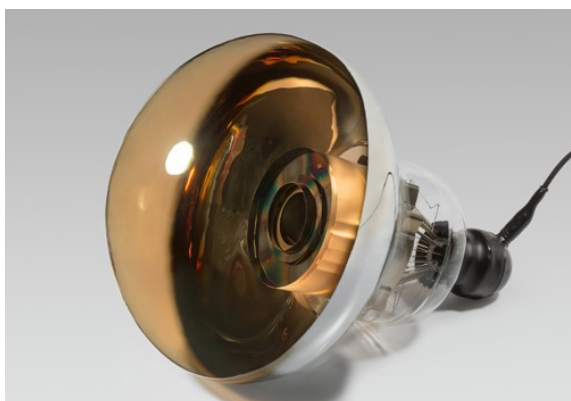


図 4.5.1: ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の全体写真 [89]



図 4.5.2: スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の全体写真 [89]

- ステンレスカバー、樹脂カバー [56]

地震やタンク内の超純水の増減により PMT にかかる水圧が変化すると、PMT のガラス面が割れることがある。PMT のガラス面内部は真空であるため、ガラス面が割れると大きな衝撃波が生じてしまい、連鎖的に周辺の PMT のガラス面が割れる可能性がある。このような PMT のガラス面の連鎖的な破砕を防ぐために PMT にはカバーが取り付けられる。今回ラドン放出率を測定したステンレスカバーと樹脂カバーは PMT の後方（電子増倍部側）に取り付けられる。カバーには小さな穴がいくつか開けられており、PMT のガラス面が割れた時にはガラス面内部の元々真空だった領域にその穴を通して徐々に

周囲から水が満たされていく。カバーそのものは耐圧性能に優れたものを利用するため、結果的に水圧変化に伴う衝撃波の大きさを抑えることができ、周囲の PMT の連鎖破壊を防ぐことが出来る。

－ ステンレスカバー

図 4.5.3 に測定したステンレスカバーの写真を示す。円錐と強度向上のために補強用のリング状の構造が一体化した形である。スーパーカミオカンデ検出器内では繊維強化プラスチック製のカバーが使用されているが、繊維強化プラスチックに比べて形や厚みの面でステンレスカバーは大量生産がしやすいという利点がある。一方でハイパーカミオカンデのタンクの支柱の耐荷性能評価の結果を踏まえた制限により、現在のところカバー自体の重量が問題となっている。今回の測定を行ったのは試験的に様々な厚みで製作されたものの中で、厚さ 2 mm のステンレスのみで作成されたものである。

－ 樹脂カバー

図 4.5.4 に測定した樹脂カバーの写真を示す。樹脂カバーはステンレスカバーの代替案として使用が計画されており、ステンレスカバーより生産コストが小さく、軽いという利点がある。今回測定したものは厚み約 7 mm のものである。

● アクリルカバー [56]

ステンレスカバーや樹脂カバーと同じ目的で取り付けられるアクリル製のカバーで、PMT の光電面側に取り付けられる。図 4.5.5 に測定したアクリルカバーの写真を示す。ハイパーカミオカンデ用の 20 インチ PMT の量子効率の波長依存性を考慮して、350 nm 以上の波長の光に対して透明度が 95% 以上となっている。厚さはカバー中心で 11 mm、フランジ部分で 15 mm の設計がされており、スーパーカミオカンデで使用されているアクリルカバーの約 1.2 倍の厚さである。カバーに開けられる穴は直径 10 mm で 1 つはカバー中心に、4 つはフランジ付近に開けられている。穴の大きさと位置はスーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT に取り付けられているアクリルカバーを踏襲している。

今回ラドン放出率を測定するにあたり、アクリルカバーは測定当日に鉾山内に搬入したこと、測定直前まで包装されていたこと、アクリル製であることから測定前のアルコール拭きを行っていない。

● ガラスバルブ

ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT のガラス面に使用されるものである。図 4.5.6 に測定したガラスバルブの写真を示す。一般に ^{222}Rn を崩壊により生成する ^{226}Ra は地中に多く含まれる。ガラス作成時に使用されるケイ砂にも ^{226}Ra は含まれるはずなので、ガラスは ^{222}Rn の放出源の一つとして考えられる。ハイパーカミオカンデ用 PMT の研究開発グループではガラスの低 RI 化^vを進めており、その中で作成されたサンプルの 1 つを今回測定した。

以下の議論では「ハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT」、「スーパーカミオカンデ用 20 インチ PMT」をそれぞれ「ハイパーカミオカンデ用 PMT」、「スーパーカミオカンデ用 PMT」と呼ぶこととする。

^v RI:Radio Isotope(放射性同位体)のこと。低 RI 化とは PMT に含まれる自然放射線源を減らす試み [90] のことを指す。



図 4.5.3: ステンレスカバーの全体写真



図 4.5.4: 樹脂カバーの全体写真



図 4.5.5: アクリルカバーの全体写真

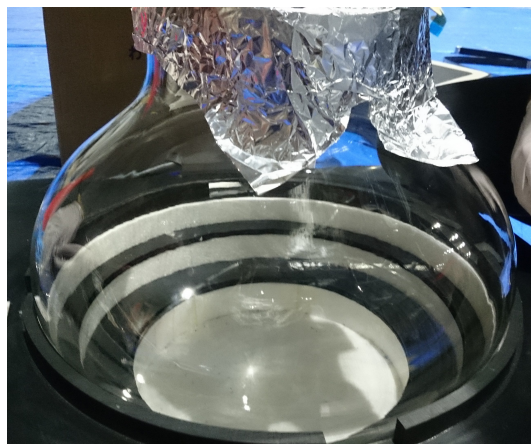


図 4.5.6: ガラスバルブの全体写真

4.6 結果

各測定の実験期間は表 4.6.1 の通りである。

表 4.6.1 において「BGRun」とはバックグラウンドレートを測定するランであり、本章では「バックグラウ

測定名	測定対象物	測定期間	測定日時	解析期間	解析日時
測定 1	HK 用 PMT1 個	24 日	2018/12/25 ~2019/01/17	23 日	2018/12/25 ~2019/01/16
測定 2	HK 用 PMT2 個	30 日	2019/01/19 ~2019/02/18	30 日	2019/01/19 ~2019/02/18
測定 3	SK 用 PMT1 個	43 日	2019/10/17 ~2019/11/28	38 日	2019/10/22 ~2019/11/28
測定 4	SK 用 PMT2 個	32 日	2019/11/30 ~2019/12/31	32 日	2019/11/30 ~2019/12/31
測定 5	ガラスバルブ	43 日	2019/10/17 ~2019/11/28	43 日	2019/10/17 ~2019/11/28
測定 6	ステンレスカバー	30 日	2019/02/20 ~2019/03/22	28 日	2019/02/20 ~2019/03/20
測定 7	樹脂カバー	89 日	2019/05/03 ~2019/07/25	27 日	2019/05/22 ~2019/06/18
測定 8	アクリルカバー	32 日	2019/11/30 ~2019/12/31	32 日	2019/11/30 ~2019/12/31
BG1	測定 1、2、6 に向けた BGRun	23 日	2018/11/07 ~2018/12/01	14 日	2018/11/17 ~2018/11/30
BG2	測定 3、4 に向けた BGRun	48 日	2019/08/29 ~2019/10/15	48 日	2019/08/29 ~2019/10/15
BG3	測定 5、8 に向けた BGRun	80 日	2019/07/28 ~2019/10/15	48 日	2019/08/29 ~2019/10/15
BG4	測定 5、8 に向けた BGRun2 回目	13 日	2020/01/15 ~2020/01/28	13 日	2020/01/15 ~2020/01/28
BG5	測定 7 に向けた BGRun	80 日	2019/07/28 ~2019/10/15	4 日	2019/07/28 ~2019/07/31

表 4.6.1: 各測定の実験期間。表中で”HK”とは”ハイパーカミオカンデ”、”SK”とは”スーパーカミオカンデ”を指す。また「解析期間」と「解析日時」はそれぞれ解析に使用したデータの期間と解析に使用したデータの日時である。

ンド測定」と呼ぶことにする。

また本節の議論で示す結果を得るために第 4.4.4 節で述べたカウントレートの時間変動と露点温度の時間変

動を予め得ているが、各測定におけるそれぞれの時間変動については補遺 D 章に示す。

4.6.1 ハイパーカミオカンデ用 PMT

まず測定をするにあたり、700 L 容器に何も入れてない状態でバックグラウンド測定 (BG1) を行った。その時のラドン濃度の推移を図 4.6.1 に示す。

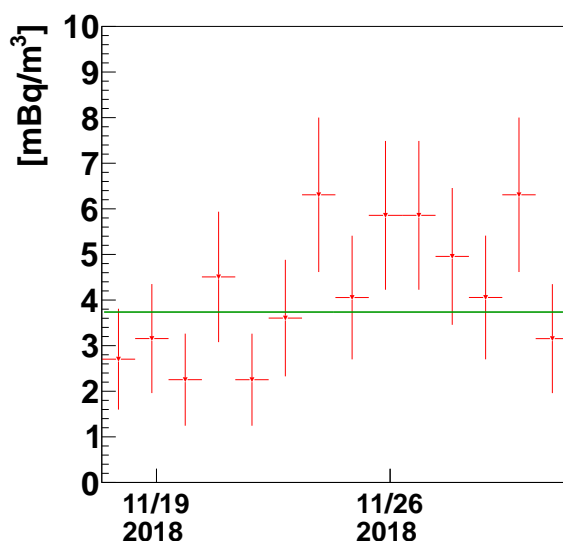


図 4.6.1: BG1 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑色の線は定数でフィットしたときの結果である。

BG1 の結果に対するフィットはバックグラウンド測定開始から十分に時間が経ち、ラドン濃度の変動が無くなった後のプロットに対して行っているため、バックグラウンドレベルはラドン濃度の時間変動のプロットに対して定数でフィットを行った結果を使用する。フィットの結果は表 4.6.2 のとおりである。BG1 では、 ^{214}Po のカウントレートから較正係数を用いて求めた測定装置内のラドン濃度は $3.7 \pm 0.3 \text{ mBq/m}^3$ 、さらに測定装置内の空気の体積を考慮して得られた測定装置内の総ラドン量は $3.0 \pm 0.3 \text{ mBq}$ となった。よって BG1 では測定装置自身の放出するラドンのバックグラウンドレベルが $3.0 \pm 0.3 \text{ mBq}$ という結果を得た。

mBq/m ³	mBq	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
3.7 ± 0.3	3.0 ± 0.3	14.73/13	0.800 ± 0.024

表 4.6.2: BG1 の測定結果

次にハイパーカミオカンデ用 PMT を入れた測定 (測定 1 と測定 2) の結果を示す。測定は 700 L 容器にハイパーカミオカンデ用 PMT を入れる個数を変えて 2 回測定を行った。ハイパーカミオカンデ用 PMT を 1 個 700 L 容器に入れた時の測定を測定 1、ハイパーカミオカンデ用 PMT を 2 個 700 L 容器に入れた時の測定を測定 2 とする。図 4.6.2 と図 4.6.3 はそれぞれ測定 1、測定 2 の様子である。

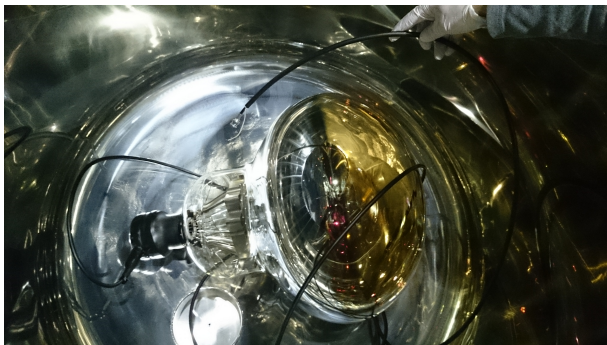


図 4.6.2: 700 L 容器にハイパーカミオカンデ用 PMT を 1 つ設置した様子



図 4.6.3: 700 L 容器にハイパーカミオカンデ用 PMT を 2 つ設置した様子

測定 1 で得られたラドン濃度の推移は図 4.6.4 に、測定 2 で得られたラドン濃度の推移は図 4.6.5 に示す。

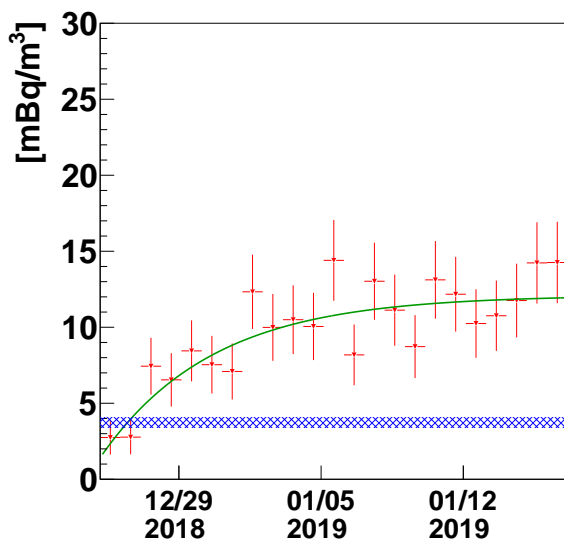


図 4.6.4: 測定 1 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットしたときの結果である。青色の網掛けは BG1 のバックグラウンドレベルを表している。

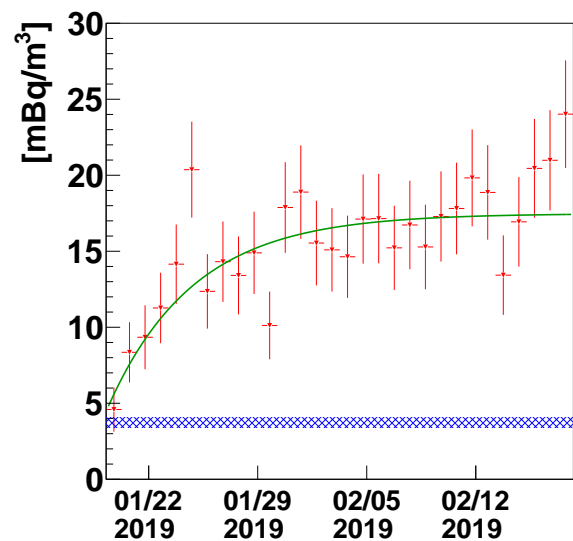


図 4.6.5: 測定 2 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットしたときの結果である。青色の網掛けは BG1 のバックグラウンドレベルを表している。

フィットの結果は表 4.6.3 のとおりである。測定 1 では 8.9 ± 0.5 mBq/PMT、測定 2 では 5.9 ± 0.4 mBq/PMT という結果を得た。

表 4.6.2 と表 4.6.3 の結果からハイパーカミオカンデ用 PMT のラドン放出率は表 4.6.4 のようになる。バックグラウンドの影響を除いた時、ハイパーカミオカンデ用 PMT のラドン放出率は PMT1 個の時 1.0 ± 0.1

PMT の個数	mBq/m ³	mBq	mBq/PMT	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]	ケーブル長 [m]
1 個 (測定 1)	12.1 ± 0.6	8.9 ± 0.5	8.9 ± 0.5	14.04/21	0.739 ± 0.022	6
2 個 (測定 2)	17.5 ± 0.6	11.9 ± 0.6	5.9 ± 0.4	25.78/28	0.678 ± 0.020	12

表 4.6.3: ハイパーカミオカンデ用 PMT の測定結果

mBq/PMT/day、PMT2 個の時 0.73 ± 0.07 mBq/PMT/day と求められた。ここで mBq/day という単位を採用しているが、本研究で mBq は測定対象物からのラドンの放出と放出されたラドンの崩壊が平衡状態になった時の値として求められるため、ラドンの放出率を考える上で 1 日あたりの放出量に変換する必要がある。変換には放射平衡状態の時に放出されるラドン数と 1 日経ったときに放出されるラドン数の比を用いる。K を mBq → mBq/day の変換係数、 N_0 を $t = 0$ でのラドン数、 τ をラドンの半減期 (3.82 日) とした時

$$K = \frac{1 \text{ 日経ったときのラドン数}}{\text{放射平衡時のラドン数}} = \frac{N_0(1 - 2^{-1 \text{ 日}/3.82 \text{ 日}})}{N_0(1 - 2^{-\infty/3.82 \text{ 日}})} = 1 - 2^{-1/3.82} \simeq 0.17 \quad (4.6.1)$$

となる。また mBq/PMT/day は mBq/day を測定系内に入れられた PMT の個数で割って求めている。

個数	mBq/m ³	mBq	mBq/day	mBq/PMT/day
1 個	8.4 ± 0.7	6.0 ± 0.6	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1
2 個	13.7 ± 0.7	8.9 ± 0.6	1.5 ± 0.1	0.73 ± 0.07

表 4.6.4: ハイパーカミオカンデ用 PMT からのラドン放出率

4.6.2 スーパーカミオカンデ用 PMT

まず測定をするにあたり、700 L 容器に何も入れてない状態でバックグラウンド測定 (BG2) を行った。その時のラドン濃度の推移を図 4.6.6 に示す。

BG2 ではデータ取得開始前のページが不十分だったために徐々にラドン濃度が下がる傾向が見えている。これは 700 L 容器の開閉に伴い測定装置内に混入してしまった空気中の ²²²Rn の崩壊過程で生じる ²¹⁴Po の崩壊が有意に見えることで、測定装置内に設置したスーパーカミオカンデ用 PMT から放出される ²²²Rn 由来のラドン濃度の増加傾向が埋もれてしまった。この混入してしまった ²²²Rn の崩壊による影響は十分に時間が経てば、混入した ²²²Rn が崩壊により減少して無くなるので、定常的に存在するバックグラウンドのみが残る。したがって他の測定と同様に式 (4.4.5) でフィットを行う。フィットの結果は表 4.6.5 のとおりである。BG2 ではバックグラウンドレベルが 3.9 ± 0.3 mBq であるという結果を得た。

mBq/m ³	mBq	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
4.9 ± 0.3	3.9 ± 0.3	61.07/45	0.800 ± 0.024

表 4.6.5: BG2 の測定結果

次にスーパーカミオカンデ用 PMT を入れた測定 (測定 3 と測定 4) の結果を示す。測定は 700 L 容器にスーパーカミオカンデ用 PMT を入れる個数を変えて 2 回測定を行った。スーパーカミオカンデ用 PMT を 1

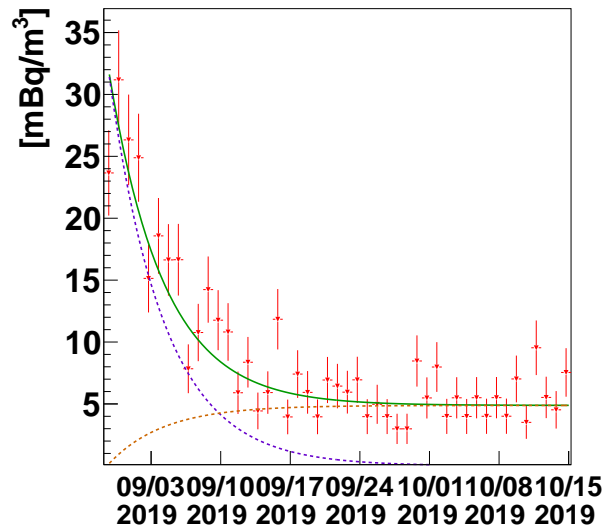


図 4.6.6: BG2 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットを行った結果である。紫色の時間経過に伴い減少する点線は式 (4.4.5) でフィットした際の D の成分で、混入してしまった空気中の ^{222}Rn の崩壊を現している。茶色の時間経過に伴い増加する点線は式 (4.4.5) でフィットした際の C の成分で、本測定では測定装置内部のバックグラウンドを現している。

個 700 L 容器に入れた時の測定を測定 3、スーパーカミオカンデ用 PMT を 2 個 700 L 容器に入れた時の測定を測定 4 とする。図 4.6.7 と図 4.6.8 はそれぞれ測定 3、測定 4 の様子である。



図 4.6.7: 700 L 容器にスーパーカミオカンデ用 PMT を 1 つ設置した様子



図 4.6.8: 700 L 容器にスーパーカミオカンデ用 PMT を 2 つ設置した様子

測定 3 で得られたラドン濃度の推移は図 4.6.9 に、測定 4 で得られたラドン濃度の推移は図 4.6.10 に示す。ここで図 4.6.9 では、他の測定対象物からのラドン放出率を測定した時のラドン濃度と異なる振る舞いをしていることが図 4.6.9 から見て取れる。これはデータ取得開始前のパージが不十分だったために、700 L 容器の開閉に伴い、測定装置内に混入してしまった空気中の ^{222}Rn の崩壊過程で生じる ^{214}Po の崩壊が有意に見

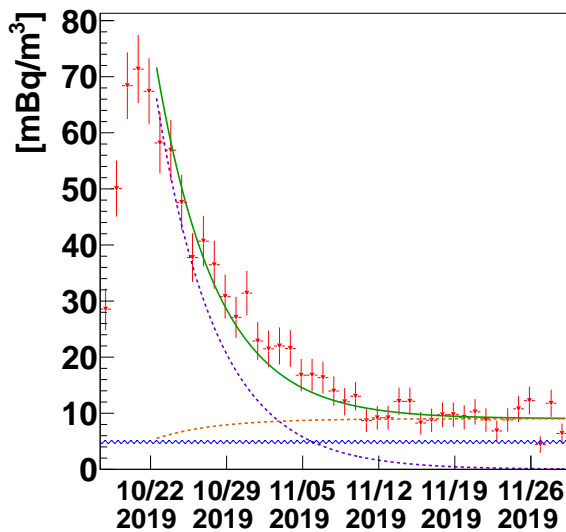


図 4.6.9: 測定 3 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑線は式 (4.4.5) でフィットを行った結果である。また紫色の時間経過に伴い減少する点線は式 (4.4.5) でフィットした際の D の成分で、混入してしまった空気中の ^{222}Rn の崩壊を表している。茶色の時間経過に伴い増加する点線は式 (4.4.5) でフィットした際の C の成分で、本測定では PMT からの ^{222}Rn の湧き出しを表している。青色の網掛けは BG2 のバックグラウンドレベルを表している。

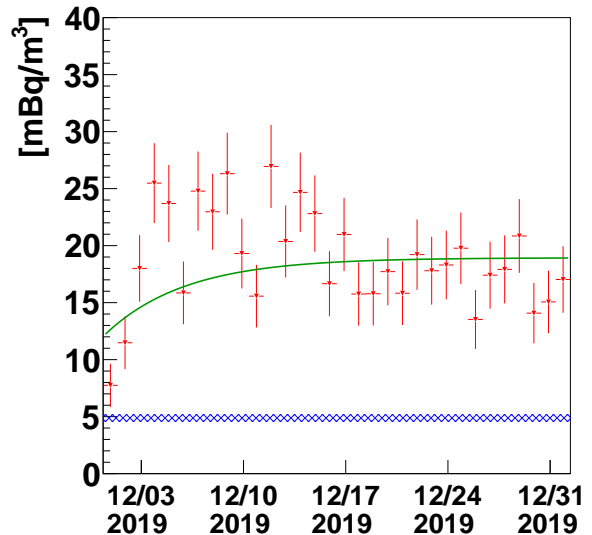


図 4.6.10: 測定 4 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑線は式 (4.4.5) でフィットを行った結果である。青色の網掛けは BG2 のバックグラウンドレベルを表している。

えてしまっている。ラドン濃度の推移は他の測定とは異なるが、式 (4.4.5) は混入してしまったラドンの崩壊を考慮した関数なので、他の測定と同様に式 (4.4.5) でフィットを行っている。

フィットの結果は表 4.6.6 のとおりである。測定 3 では 6.7 ± 0.6 mBq/PMT、測定 4 では 6.4 ± 0.4 mBq/PMT という結果を得た。

PMT の個数	mBq/m ³	mBq	mBq/PMT	$\chi^2/\text{自由度}$	系内の空気の体積 [m ³]	ケーブル長 [m]
1 個 (測定 3)	9.0 ± 0.7	6.7 ± 0.6	6.7 ± 0.6	43.99/36	0.739 ± 0.022	0.72
2 個 (測定 4)	18.9 ± 0.6	12.8 ± 0.6	6.4 ± 0.4	64.99/30	0.678 ± 0.020	6.62

表 4.6.6: スーパーカミオカンデ用 PMT の測定結果

なお測定 3 では測定開始からではなく、測定途中の混入してしまった空気中の ^{222}Rn の崩壊の影響が見え始めた 2019/10/22 からフィットを行っている。このフィット開始の日付のずれによる測定結果に差異が生まれることが想定される。ここでは同じ bin 幅で 2019/10/22 の前後 3 日ずつ、つまり 2019/10/19

から 2019/10/25 までフィット開始の日付をずらして式 (4.4.5) でフィットをし、フィット開始の日付を 2019/10/22 として得られた結果と、日付をずらして得られた結果の差の絶対値からフィット開始の日付の違いによる系統誤差を評価する。表 4.6.7 にそれぞれのフィット開始の日付でのフィット結果と 2019/10/22 をフィット開始の日付とした時のフィット結果の差の絶対値を示す。

日付	2019/10/19	2019/10/20	2019/10/21	2019/10/22
結果の差の絶対値 [mBq/m ³]	0.55	0.27	0.11	0.00
日付	2019/10/23	2019/10/24	2019/10/25	
結果の差の絶対値 [mBq/m ³]	0.14	0.20	0.29	

表 4.6.7: 測定 3 の系統誤差評価

表 4.6.7 の結果からフィット開始の日付の違いによる系統誤差は ± 0.57 mBq/m³ とした。統計誤差と校正係数の系統誤差の 2 乗和の平方根は ± 0.47 mBq/m³ であったので、これらの 2 乗和の平方根を計算すると ± 0.74 mBq/m³ となり、表 4.6.5 にあるような結果が得られる。

表 4.6.5 と表 4.6.6 の結果からスーパーカミオカンデ用 PMT のラドン放出率は表 4.6.8 のようになる。バックグラウンドの影響を除いた時、スーパーカミオカンデ用 PMT のラドン放出率は PMT1 個の時 0.5 ± 0.1 mBq/PMT/day、PMT2 個の時 0.74 ± 0.07 mBq/PMT/day と求められた。

個数	mBq/m ³	mBq	mBq/day	mBq/PMT/day
1 個	4.1 ± 0.8	2.8 ± 0.6	0.5 ± 0.1	0.5 ± 0.1
2 個	14.1 ± 0.7	8.9 ± 0.6	1.5 ± 0.1	0.74 ± 0.07

表 4.6.8: スーパーカミオカンデ用 PMT からのラドン放出率

4.6.3 ガラスバルブ

測定をするにあたり、700 L 容器に何も入れてない状態でバックグラウンド測定を 2 回、連続して測定を行ったガラスバルブとアクリルカバーの測定の前に行った。順番は

バックグラウンド測定 → ガラスバルブ測定 → アクリルカバー測定 → バックグラウンド測定

のように行っており、ガラスバルブ測定前のバックグラウンド測定を BG3、アクリルカバー測定後のバックグラウンド測定を BG4 と呼称する。BG3 と BG4 時のラドン濃度の推移を図 4.6.11 と図 4.6.12 に示す。

BG3 ではデータ取得開始前のバージが不十分だったために徐々にラドン濃度が下がる傾向が見えている。これは 700 L 容器の開閉に伴い、測定装置内に混入してしまった空気中の ²²²Rn の崩壊過程で生じる ²¹⁴Po の崩壊が有意に見えることで、検出器のバックグラウンド由来のラドン濃度の増加傾向が埋もれてしまった。この混入してしまった ²²²Rn の崩壊による影響は十分に時間が経てば、混入した ²²²Rn が崩壊により減少して無くなるので、定常的に存在するバックグラウンドのみが残る。したがって他の測定と同様に式 (4.4.5) でフィットを行う。フィットの結果は表 4.6.9 のとおりである。BG3 ではバックグラウンドレベルが 5.1 ± 0.3 mBq、BG4 ではバックグラウンドレベルが 2.2 ± 0.5 mBq という結果を得た。

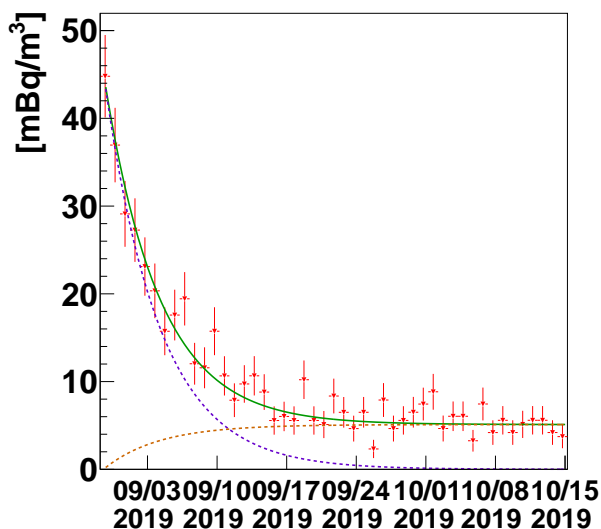


図 4.6.11: BG3 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットを行った結果である。また紫色の時間経過に伴い減少する点線は式 (4.4.5) でフィットした際の D の成分で、混入してしまった空気中の ^{222}Rn の崩壊を表している。茶色の時間経過に伴い増加する点線は式 (4.4.5) でフィットした際の C の成分で、本測定では測定装置内部のバックグラウンド表している。

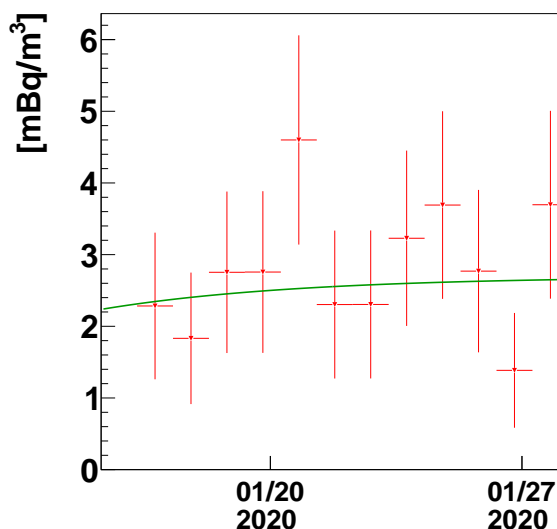


図 4.6.12: BG4 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットを行った結果である。

測定名	mBq/m ³	mBq	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
BG3	5.1 ± 0.3	4.1 ± 0.3	42.67/45	0.800 ± 0.024
BG4	2.7 ± 0.6	2.2 ± 0.5	6.714/10	0.800 ± 0.024

表 4.6.9: BG3 と BG4 の測定結果

BG3 と BG4 でラドン濃度について

$$\frac{|\text{BG3 の測定値} - \text{BG4 の測定値}|}{\sqrt{(\text{BG3 の誤差})^2 + (\text{BG4 の誤差})^2}} \simeq \frac{1.93}{0.54} \simeq 3.5$$

から 3.5σ の差があるが、これは BG3 の測定前には行っていなかった内部のアルコール拭きを BG4 の前には行ったことが理由として考えられる。実験室中の空気のラドン濃度は BG3 と BG4 でほぼ同じであったことから、外部からのラドンの侵入は同程度であったと考え、外部のラドンの影響による 2 つの測定の差は説明できないと判断できる。一方で 700 L 容器を開閉した際に、目に見えないちりやほこりが混入してしまえば、ちりやほこりに含まれていたラドンが放出されて、BG3 のバックグラウンドレートの増加にちりやほこりが寄与していたと考えられる。ガラスバルブの測定前にはアルコール拭きをしたため、BG3 の時に

存在したと考えられるちりやほこりは取り除かれている。したがって以後バックグラウンドレベルとしては BG3 を用いず BG4 の結果を評価に採用する。

次にガラスバルブを入れた測定 (測定 5) の結果を示す。図 4.6.13 に測定 5 の様子を、測定 5 で得られたラドン濃度の推移を図 4.6.14 に示す。



図 4.6.13: 700 L 容器にガラスバルブを設置した様子

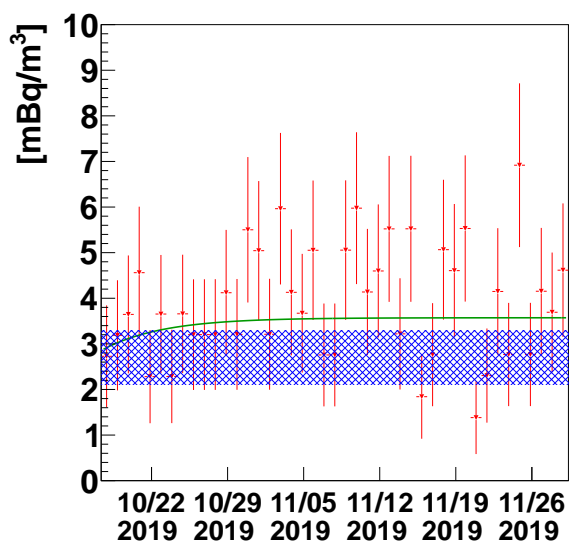


図 4.6.14: 測定 5 のラドン濃度の時間変動

赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットしたときの結果である。青色の網掛けは BG4 のバックグラウンドレベルを表している。

測定 5 のフィットの結果は表 4.6.10 のとおりである。測定 5 では 2.9 ± 0.2 mBq という結果を得た。

mBq/m ³	mBq	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
3.6 ± 0.2	2.9 ± 0.2	38.63/41	0.799 ± 0.024

表 4.6.10: 測定 5 の測定結果

表 4.6.9 の BG4 の結果をバックグラウンドレベルとして採用し、これを表 4.6.10 の結果から差し引いて求められるガラスバルブのラドン放出率は表 4.6.11 のようになる。

mBq/m ³	mBq	mBq/day
0.88 ± 0.65	0.70 ± 0.52	0.12 ± 0.09

表 4.6.11: ガラスバルブからのラドン放出率 (バックグラウンドレベルに BG4 を使用)

以上からバックグラウンドの影響として BG4 の結果を用いた時 0.12 ± 0.09 mBq/day と求められた。

4.6.4 ステンレスカバー

まず本測定では 700 L 容器に何も設置していない状態でのバックグラウンド測定を行わなかった。バックグラウンドの要因は主に電氣的なものや 700 L 容器の開閉に伴い混入してしまう実験室内の空気やホコリなどから放出される ^{222}Rn を考えているが、どちらもハイパーカミオカンデ用 PMT の測定時とステンレスカバー測定時で変化が無かったことや、ハイパーカミオカンデ用 PMT を入れた測定系と同じ系にステンレスカバーを入れたこと、表 4.6.1 の測定 2 と測定 6 の行を比較して分かる通り、ハイパーカミオカンデ用 PMT の測定に引き続いて本測定を行っていることから、BG1 の結果 (3.9 ± 0.3 mBq) を利用することにした。BG1 のラドン濃度の時間推移は図 4.6.1 に示し、BG1 の結果は表 4.6.2 に示した。

次にステンレスカバーを入れた測定 (測定 6) の結果を示す。図 4.6.15 に測定 6 の様子を、測定 6 で得られたラドン濃度の推移を図 4.6.16 に示す。

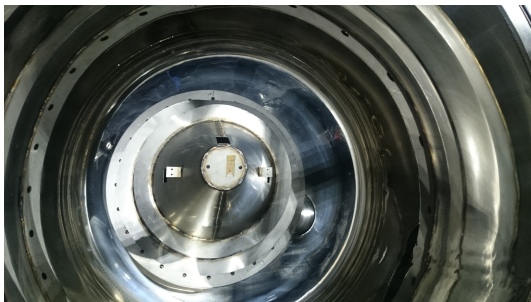


図 4.6.15: 700 L 容器にステンレスカバーを設置した様子

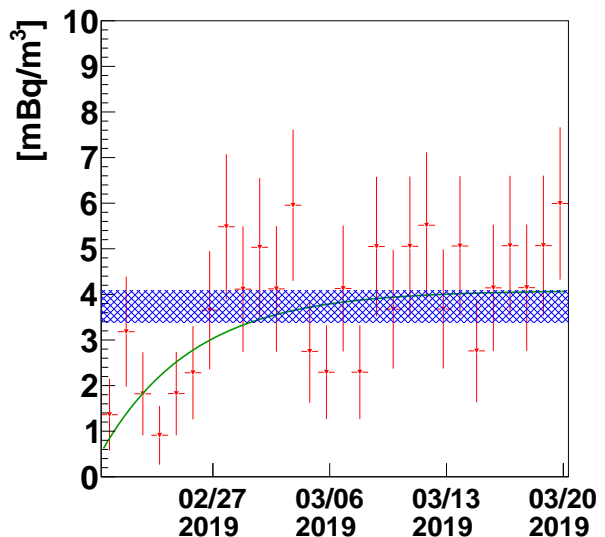


図 4.6.16: 測定 6 のラドン濃度の時間変動

赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットしたときの結果である。青色の網掛けは BG1 のバックグラウンドレベルを表している。

フィットの結果は表 4.6.12 のとおりである。測定 6 では 4.6 ± 0.3 mBq という結果を得た。

表 4.6.2 と表 4.6.12 の結果からステンレスカバーのラドン放出率は表 4.6.13 のようになる。バックグラウンドの影響を除いた時、ステンレスカバーのラドン放出率は 0.05 ± 0.07 mBq/day と求められた。

mBq/m ³	mBq	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
5.8 ± 0.4	4.6 ± 0.3	47.75/26	0.799 ± 0.024

表 4.6.12: 測定 6 の測定結果

mBq/m ³	mBq	mBq/day
0.4 ± 0.5	0.3 ± 0.4	0.05 ± 0.07

表 4.6.13: ステンレスカバーからのラドン放出率

4.6.5 樹脂カバー

まず 700 L 容器に何も入れてない状態でバックグラウンド測定 (BG5) の結果を示す。その時のラドン濃度の推移は図 4.6.17 である。

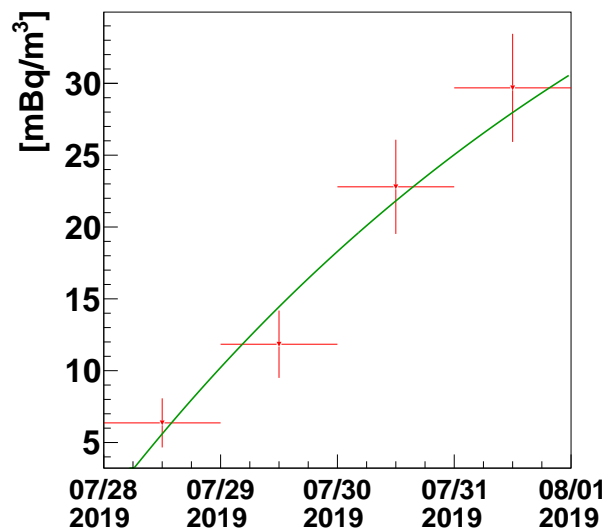


図 4.6.17: BG5 のラドン濃度の時間変動。赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットを行った結果である。

BG5 は表 4.6.1 にあるように測定期間が 4 日間となってしまっている。これはバックグラウンドの一要因として考えている実験室空気内の ²²²Rn の濃度が 2019 年 8 月 1 日以降に変化したため、この日で解析に使用する日数を打ち切っている。2019 年 8 月 1 日以降には実験室の空気中に供給されているラドンレスエアーの流量を変更したために、実験室内に留まる ²²²Rn の量が変化したことが原因と考えられる。なお樹脂カバーの測定に関しては先に樹脂カバーの測定を行い、後でバックグラウンド測定を行っている。フィットの結果は表 4.6.14 のとおりである。BG5 で得られたバックグラウンドレベルは 47.1 ± 6.0 mBq である。

mBq/m ³	mBq	χ ² /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
58.9 ± 7.3	47.1 ± 6.0	1.73/2	0.800 ± 0.024

表 4.6.14: BG5 の測定結果

次に樹脂カバーを入れた測定 (測定 7) の結果を示す。図 4.6.18 に測定 7 の様子を、測定 7 で得られたラドン濃度の推移を図 4.6.19 に示す。



図 4.6.18: 700 L 容器に樹脂カバーを設置した様子

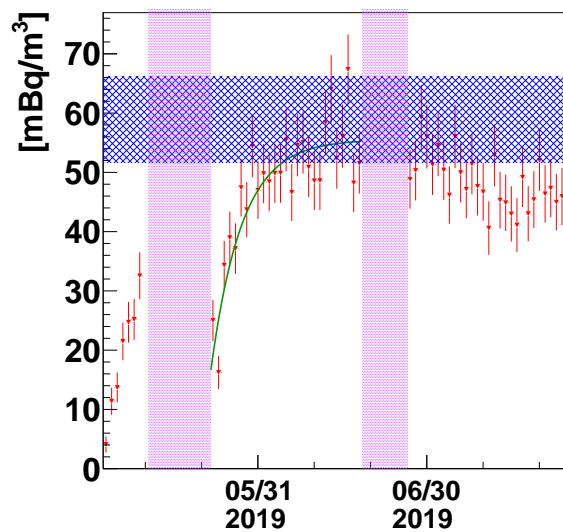


図 4.6.19: 測定 7 のラドン濃度の時間変動

赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットしたときの結果である。青色の網掛けは BG5 のバックグラウンドレベルを表している。

図 4.6.19 において紫色の網掛けがされている範囲は神岡鉱山内や実験を行っている実験室でメンテナンスのための停電に伴い、測定を停止していた時期である。また全体としてラドン濃度の推移が比較的安定していなかったため、測定を停止していた時期を除いた 2019/05/22 から 2019/06/18 を式 (4.4.5) に定数項を加えた次式でフィットを行った。

$$C \cdot \left(1 - 2^{-\frac{t-t_0}{\tau_{Rn}}}\right) + D \cdot 2^{-\frac{t-t_0}{\tau_{Rn}}} + E \quad (4.6.2)$$

フィットにより決定するパラメータは C, D, E の 3 つである。ただし式 (4.6.2) において t_0 はフィット開始の 2019/05/22 にした。式 (4.6.2) の採用と t_0 の決定は次の理由による。測定を停止していた期間では空気ポンプを止め、ポロニウムイオン捕集用の高電圧も掛けていない。この状態では 700 L 容器内で樹脂カバーから放出されたラドンは 700 L 容器内にほぼ留まると考えられる。また密閉された測定装置の外部からのラドンの侵入は第 4.4.2 節で述べたように、700 L 容器に採用したバイトン製の O リングやダイヤフラムポンプから

生じると考えられる。したがって 80 L ラドン濃度測定器内に測定停止期間中に存在するラドンは測定期間中に 700 L 容器などから流入してきた残存ラドンである。ゆえに測定再開直後ではこの残存ラドンの崩壊の影響が見えるが、時間経過とともに空気ポンプの循環により測定装置内のラドン濃度が均一化され、樹脂カバーからの放出されたラドンの崩壊が見えるようになると考えられる。ここで空気ポンプは 3.0 L/min で循環させるので、測定装置の体積分の循環をさせるのに有する時間は約 4.4 時間である。したがって空気循環による系内ラドン濃度の均一化に要する時間はラドンの半減期に比べて約 5% 程度であり、今回の 1 bin を 1 日とした解析上では、均一化のスピードによる式 (4.4.5) のラドンの半減期を採用している時定数への影響はほぼないと考えられる。以上のことから測定再開後、ここで述べた残存ラドンは空気ポンプで均一化され、その際の測定装置内のラドンが存在する状態から、更に樹脂カバーからのラドンの放出が見えると判断される。よってフィット関数として式 (4.4.5) に定数項を加えた式 (4.6.2) を採用する。 t_0 は通常であれば測定開始時を選択していたので、同様に測定を再開した 2019/05/22 にした。放射平衡時のラドン濃度は $t \rightarrow \infty$ とすると $C + E$ と表されるが、 C と E で独立ではないので、それぞれのフィット結果を $\mu_C \pm \sigma_C$, $\mu_E \pm \sigma_E$ とすると、測定 7 で求める結果は

$$(\mu_C + \mu_E) \pm \sqrt{\sigma_C^2 + \sigma_E^2 + 2\text{Cov}(C, E)}$$

である。ただし $\text{Cov}(C, E)$ は共分散で、

$$\text{Cov}(C, E) = E[(C - \mu_C)(E - \mu_E)]$$

で与えられる ($E[X]$ は X の期待値を表す。)。フィットの結果は表 4.6.15 のとおりである。よって測定 7 では 44.4 ± 1.7 mBq という結果を得た。

mBq/m ³	mBq	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
55.5 ± 1.2	44.4 ± 1.7	35.86/24	0.799 ± 0.024

表 4.6.15: 測定 7 の測定結果

表 4.6.14 と表 4.6.15 の結果から樹脂カバーのラドン放出率は表 4.6.16 のようになる。バックグラウンドの影響を除いた時、樹脂カバーのラドン放出率は -0.5 ± 1.0 mBq/day と求められた。

mBq/m ³	mBq	mBq/day
-3.4 ± 7.4	-2.8 ± 6.2	-0.5 ± 1.0

表 4.6.16: 樹脂カバーからのラドン放出率

4.6.6 アクリルカバー

まず本測定では 700 L 容器に何も設置していない状態でのバックグラウンド測定を行わなかった。バックグラウンドの要因は主に電氣的なものや 700 L 容器の開閉に伴い混入してしまう実験室内の空気やホコリなどから放出される ²²²Rn を考えているが、どちらもガラスバルブの測定時とアクリルカバー測定時で変化が無かったことや、ガラスバルブを測定した系と同じ系にアクリルカバーを入れたこと、表 4.6.1 の測定 5 と測定 8 の行を比較して分かる通り、ガラスバルブの測定に引き続いて測定を行ったことから、BG4 の結果

(2.2 ± 0.5 mBq) を利用することにした。BG4 のラドン濃度の時間推移は図 4.6.12 に示し、BG4 の結果は表 4.6.9 に示した。

次にアクリルカバーを入れた測定 (測定 8) の結果を示す。図 4.6.20 に測定 8 の様子を、測定 8 で得られたラドン濃度の推移を図 4.6.21 に示す。



図 4.6.20: 700 L 容器にアクリルカバーを設置した様子

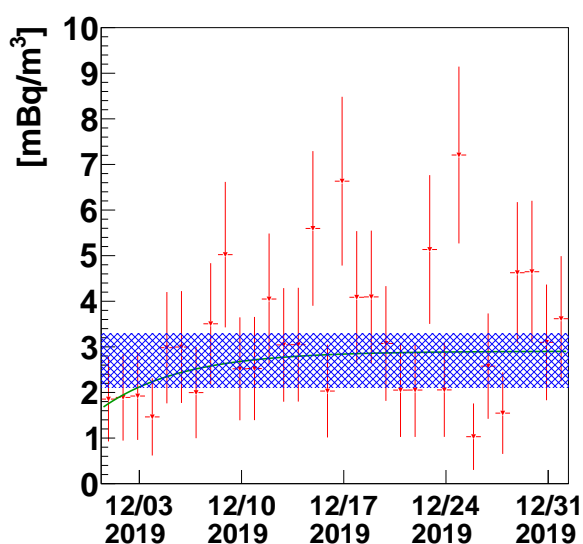


図 4.6.21: 測定 8 のラドン濃度の時間変動

赤色のプロットは測定データ、緑色の線は式 (4.4.5) でフィットしたときの結果である。青色の網掛けは BG4 のバックグラウンドレベルを表している。

フィットの結果は表 4.6.17 のとおりである。

mBq/m ³	mBq	χ^2 /自由度	系内の空気の体積 [m ³]
2.9 ± 0.3	2.3 ± 0.2	34.77/30	0.799 ± 0.024

表 4.6.17: 測定 8 の測定結果

表 4.6.9 の BG4 の結果をバックグラウンドレベルとして採用し、これを表 4.6.17 の結果から差し引いて求められるアクリルカバーのラドン放出率は表 4.6.18 のようになる。

mBq/m ³	mBq	mBq/day
0.2 ± 0.6	0.2 ± 0.5	0.03 ± 0.09

表 4.6.18: アクリルカバーからのラドン放出率 (バックグラウンドレベルに BG4 を採用)

以上からバックグラウンドの影響として BG4 の結果を採用した時、アクリルカバーからのラドン放出率は 0.03 ± 0.09 mBq/day と求められた。

第 5 章

議論と結論

新たなニュートリノ実験としてハイパーカミオカンデ計画が 2027 年に物理観測開始に向けて 2020 年に建造開始予定で進められている。この計画の 1 つとして新型 20 インチ PMT が開発された。ハイパーカミオカンデ実験で観測を行うニュートリノの 1 つである太陽ニュートリノの観測上問題となるラドンがどの程度検出器に含まれるかを定量的に知ることが精度の良い太陽ニュートリノ観測のために必要となる。ハイパーカミオカンデ検出器に存在しうるラドン源としては岩盤からの湧きだしやハイパーカミオカンデ検出器に供給される超純水やラドンレスエアなどが考えられるが、ハイパーカミオカンデ検出器に大量に設置される 20 インチ PMT もラドン放出源となりうるので、この PMT からどの程度ラドンが放出されるかを知ることは重要である。本研究では今回開発された PMT から放出されるラドンを測定するための測定装置を新たに開発した。またこの装置を使用してハイパーカミオカンデ用新型 20 インチ PMT やスーパーカミオカンデで使用されている 20 インチ PMT、ハイパーカミオカンデ検出器で PMT の連鎖破壊を防ぐために取り付けられるカバーの候補や PMT に使用されるガラスバルブについても測定を行った。

5.1 PMT からのラドン放出率

PMT の測定では 700 L 容器の中に入れる PMT の個数を変化させて複数回測定を行い、個数に対してラドン放出率が比例するとの想定の下、PMT の個数とラドン放出率のプロットを線形近似した際の結果から PMT 1 個当たりのラドン放出率を求めることとする。なお測定に使用したハイパーカミオカンデ用 PMT はほぼ同時期に製造されたものだが、スーパーカミオカンデ用 PMT は製造時期が異なるため、個体差がある可能性がある。したがってここで示す PMT の個数とラドン放出率に対する線形近似の結果から求められる PMT1 個あたりのラドン放出率は平均値である。

ハイパーカミオカンデ用 PMT、スーパーカミオカンデ用 PMT のラドン放出率の個数依存性を図 5.1.1 に示す。

なお PMT の個数が 0 個の点もプロットされているが、これはバックグラウンド測定の結果をプロットしている。フィッティングから得られたラドン放出量の結果を表 5.1.1 に示す。

図 5.1.1 の各点は式 (4.4.5) を用いたフィット結果から求めている。したがって表 5.1.1 の「ラドン放出量」の値は PMT からのラドンの放出と放出されたラドンの崩壊が平衡状態となった時のラドン濃度から求めた値である。ラドン放出率はある期間でのラドン放出量から求められるので、ここでは「1 日あたりに放出されるラドン量」を「ラドン放出率」として表 5.1.1 にその結果を示した。平衡状態の時のラドン放出量と 1 日あたりに放出されるラドン量の関係は第 4.6.1 節で示した。ここでハイパーカミオカンデ用 PMT とスーパーカミ

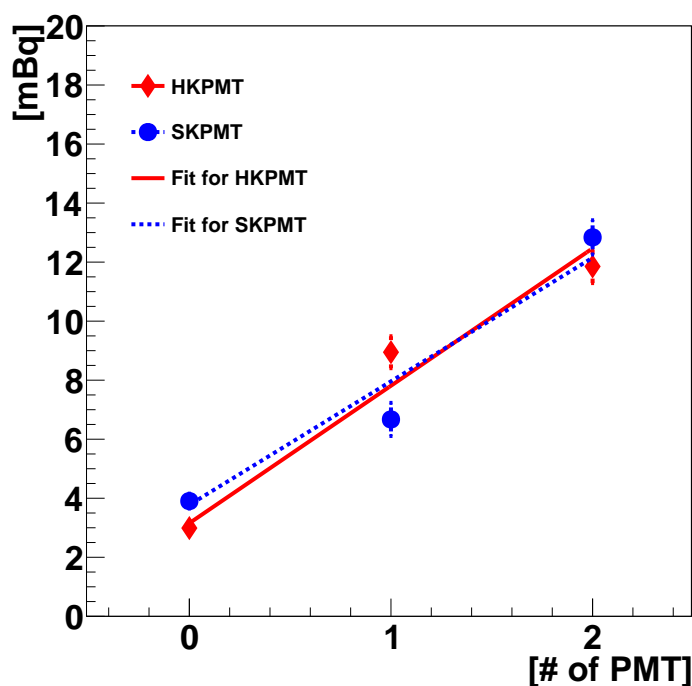


図 5.1.1: PMT からのラドン放出率の個数依存性 (横軸:PMT の個数、縦軸:ラドン放出量)。菱形の点はハイパーカミオカンデ用 PMT の結果をプロットしたもので、丸の点はスーパーカミオカンデ用 PMT の結果をプロットしたものである。また実線のフィットはハイパーカミオカンデ用 PMT に対するもので、点線のフィットはスーパーカミオカンデ用 PMT に対するものである。

PMT の種類	ラドン放出量 [mBq/PMT]	ラドン放出率 [mBq/PMT/day]
HK 用	4.7 ± 0.3	0.77 ± 0.05
SK 用	4.2 ± 0.3	0.70 ± 0.05

表 5.1.1: PMT1 個あたりのラドン放出率。ここで「HK」とはハイパーカミオカンデ、「SK」とはスーパーカミオカンデを指す。

オカンデ用 PMT のラドン放出率が同程度であるという仮定をした時、測定結果から

$$\frac{|\text{HKPMT のラドン放出率の測定値} - \text{SKPMT のラドン放出率の測定値}|}{\sqrt{(\text{HKPMT のラドン放出率の誤差})^2 + (\text{SKPMT のラドン放出率の誤差})^2}} \simeq \frac{0.078}{0.070} \simeq 1.1$$

と求められ、2つの PMT のラドン放出率の差が 1.1σ となる。よってハイパーカミオカンデ用の PMT のラドン放出率はスーパーカミオカンデ用の PMT のラドン放出率は同程度であると結論付けられる。

以上からハイパーカミオカンデ用 PMT からのラドン放出率は 0.77 ± 0.05 mBq/PMT/day と求められた。この値はハイパーカミオカンデ計画におけるハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT からのラドン放出率の上限値である 1.7 mBq/PMT/day と比べて、有意に小さく要求を満たしていると判断できる。

5.2 PMT 以外からのラドン放出率

PMT 以外のラドン放出率測定の結果をまとめたものを表 5.2.1 に示す。

測定物	ラドン放出量 [mBq]	ラドン放出率 [mBq/day]
ガラスバルブ	0.7 ± 0.5	0.12 ± 0.09
ステンレスカバー	0.3 ± 0.4	0.05 ± 0.07
樹脂カバー	-2.8 ± 6.2	-0.5 ± 1.0
アクリルカバー	0.2 ± 0.5	0.03 ± 0.09

表 5.2.1: PMT 以外の測定物からのラドン放出率

表 5.2.1 で樹脂カバーのラドン放出率が負になってしまっている。樹脂カバーのバックグラウンド測定の解析を 4 日間のデータで行っており、目標とする 14 日間以上のデータでの解析時と比較して測定点が少なく、フィットで得られる結果の統計的な変動が大きい。したがってバックグラウンド測定の結果が統計的な変動の下で大きく求まったために負の値が得られたと考えられる。以上の議論を踏まえて表 5.2.1 の結果を解釈すると、今回測定したステンレスカバー、アクリルカバー、ガラスバルブからの有意なラドン放出はなかったと結論付けられる。よってハイパーカミオカンデ検出器に使用してもラドン放出の観点からは問題ないと判断できる。

5.3 今後の展望

まず本研究で行った測定に関連する展望を 3 点述べる。1 点目は本研究の中で樹脂カバーは誤差の大きな測定となってしまったことである。これは第 5.2 節に述べたように測定期間の短さによる統計誤差が大きいことに起因する。したがって目安とする 2 週間以上のバックグラウンド測定と共にパージ後連続して安定的に 2 週間以上の樹脂カバーの測定を行い、本研究の結果との整合性が取れるかの確認がされる予定である。

2 点目は PMT の製造時期の違いによる個体差の存在も考えられるので、ハイパーカミオカンデ用 PMT については今後製造時期によるラドン放出率の違いについても調査がされることも検討されている。

3 点目は今回の研究で PMT や PMT に取り付けられるものの中で測定を行っていないものとして、PMT に取り付けられるケーブル単体が挙げられる。スーパーカミオカンデ実験グループ内での他の測定で、PMT に接続されているケーブルからのラドン放出が存在する可能性が示唆されているため、今回の PMT からのラドン放出率の測定結果が全て PMT に繋がっていたケーブル由来であると仮定した時の結果も図 5.3.1 に示す。なお各測定でを使用した PMT に接続されているケーブルの長さは表 4.6.3 と表 4.6.6 に示した。なお PMT の個数が 0 個の点もプロットされているが、これはバックグラウンド測定の結果をプロットしている。フィッティングの結果を表 5.3.1 に示す。

ここで「ケーブル長あたり」としたが、実際にはハイパーカミオカンデ用 PMT のケーブル端はコネクタが取り付けられている一方で、スーパーカミオカンデ用 PMT のケーブル端は断面にマスチックテープ等で処理をしたものなので、PMT からのラドン放出が完全にケーブル由来であったとしても、ケーブルの素材の違いのみが表れている訳ではなく、ケーブル端でのケーブル内部からの湧きだし方の違いも考えられる。また今回測定したハイパーカミオカンデ用 PMT のケーブルの材質はスーパーカミオカンデ用 PMT と同じだが、

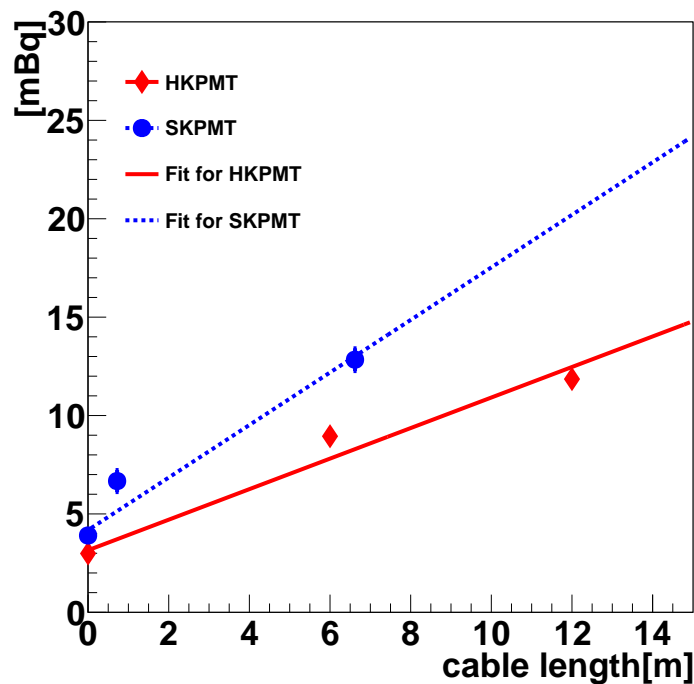


図 5.3.1: PMT からのラドン放出量のケーブル長依存性 (横軸:PMT につながっていたケーブルの長さ、縦軸:ラドン放出率)。菱形の点はハイパーカミオカンデ用 PMT の結果をプロットしたもので、丸の点はスーパーカミオカンデ用 PMT の結果をプロットしたものである。また実線のフィットはハイパーカミオカンデ用 PMT に対するもので、点線のフィットはスーパーカミオカンデ用 PMT に対するものである。

PMT の種類	ラドン放出量 [mBq/m]	ラドン放出率 [mBq/m/day]
HK 用	0.78 ± 0.05	0.129 ± 0.008
SK 用	1.33 ± 0.10	0.22 ± 0.02

表 5.3.1: ケーブル長あたりのラドン放出率

ケーブルの被覆の仕方に違いがあるため、被覆の仕方の違いも 2 種類の PMT のラドン放出率の違いの原因として考えられる。今後はケーブルについての詳細な測定も行われていく予定である。

次に本研究で構築した測定装置に関する展望を述べる。本研究で製作したラドン放出率測定装置は、今回測定したハイパーカミオカンデ用 20 インチ PMT の他にハイパーカミオカンデ用に試作された光センサーからのラドン放出率測定に今後使用されていく予定である。また今後今回構築した測定装置で測定を行っていく上で、本研究では調査を行わなかったラドン濃度測定器の検出効率の循環空気の流量依存性を知る必要がある。ラドン濃度測定装置で使用したラドン濃度測定器はポロニウムイオンを静電捕集することでラドン濃度測定器内の空気のラドン濃度の測定を行っている。しかし循環させる空気の流量が大きいとポロニウムイオンが静電捕集されず測定装置内の空気を循環し続けてしまう可能性がある。したがって本測定装置に対するラドン濃度測定器の校正係数の流量依存性についても調査される予定である。

補遺 A

ニュートリノ

A.1 様々なニュートリノ源

ここでは太陽ニュートリノ以外の我々が観測するニュートリノ源について述べる。

原子炉ニュートリノ [91]

原子炉ニュートリノは原子炉中でウラン原子核やプルトニウム原子核が核分裂を起こす際に生じる反電子ニュートリノのことを指す。原子炉中では ^{235}U や ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu が中性子を捕獲し核分裂を起こすことでエネルギーが生み出されている。それぞれ 1 回の核分裂で ^{235}U は平均 2.44 個、 ^{238}U は平均 2.88 個、 ^{239}Pu は平均 2.95 個、 ^{241}Pu は平均 2.82 個の中性子を放出する。原子炉ニュートリノは主にこれら 4 つの放射性同位体が式 (A.1.1) に示す β 崩壊を起こすことで放出される。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{A.1.1})$$

また ^{238}U が中性子捕獲をする ($^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$) ことで生じる ^{239}U やその娘粒子の ^{239}Np が式 (A.1.1) による β 崩壊を起こす際に生じる原子炉ニュートリノも、先の 4 つの放射性同位体から放出される原子炉ニュートリノと同程度の量が放出される。これら全ての β 崩壊について平均約 6 個のニュートリノが核分裂 1 回で生じることから、ギガワットレベルの発電で 1 秒間に約 2×10^{20} 個の原子炉ニュートリノが等方的に発生する。なお原子力発電で用いられる原子炉での核分裂の割合の平均は ^{235}U が 58%、 ^{239}Pu が 29%、 ^{238}U が 8%、 ^{241}Pu が 5% である。図 A.1.1 に上記の 5 つのニュートリノ放出源に対する原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。図 A.1.1 の注釈で述べた 1.8 MeV という値は式 (A.1.2) で表される逆 β 崩壊のエネルギー閾値である。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (\text{A.1.2})$$

式 (A.1.2) の反応を利用することで、ニュートリノ観測の標的を有機溶媒にした場合、1.8 MeV 以上のエネルギーを持つ原子炉ニュートリノが観測可能である。

原子炉ニュートリノは加速器ニュートリノや大気ニュートリノと比較して、単一のフレーバー ($\bar{\nu}_e$) であること、理論的によく理解されている逆 β 崩壊を観測することで精度の良いエネルギー測定が出来るという利点を有している。また太陽ニュートリノや超新星ニュートリノと比較して、ニュートリノの発生源と検出器が近いこと、ニュートリノの検出レートが非常に高いという利点もある。この原子炉ニュートリノを用いた実験に Daya Bay 実験 [92][93]、RENO 実験 [94][95]、Double Chooz 実験 [96][97] があり、これらの実験は第 1.2.2 節に述べた振動パラメータの 1 つである θ_{13} の精密測定に成功している。ここで挙げた原子炉ニュートリノ実

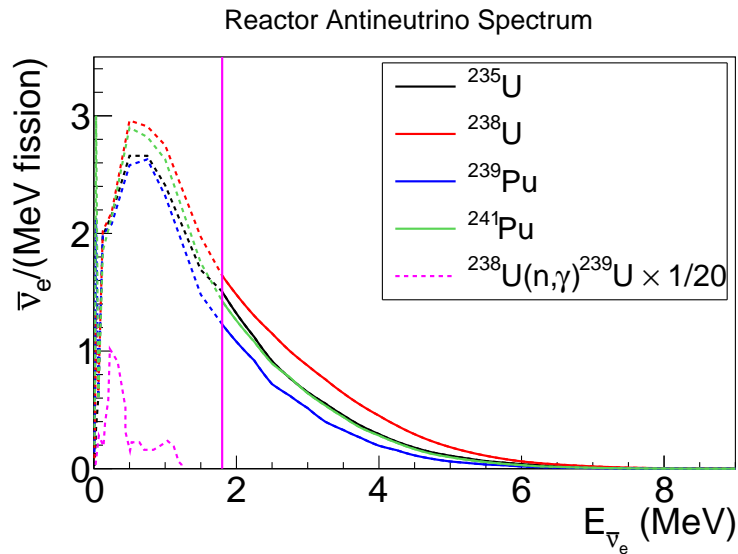


図 A.1.1: 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル [91]。桃色の線で示された 1.8 MeV を境にスペクトルは実線と点線で分けられているが、これは使用しているデータが別のため明示的に分けられている。

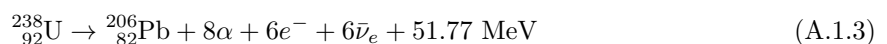
験はニュートリノ振動が生じる前のフレーバーを確認するために原子炉から約 300 ~ 400 m 離れた場所に前置検出器を、ニュートリノ振動後のフレーバーを確認するために原子炉から約 1 ~ 2 km 離れた場所に後置検出器が置かれている。

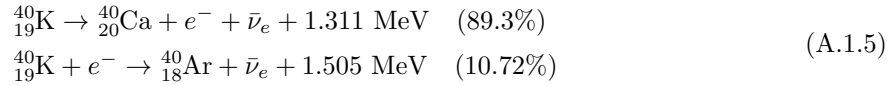
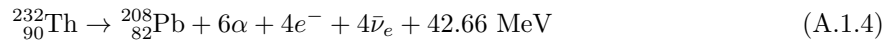
原子炉ニュートリノ実験は他に原子炉からフラックスの加重平均で約 180 km 離れた位置に検出器を置く KamLAND 実験があり、この実験ではニュートリノ振動のパラメータの 1 つである θ_{12} を精度よく測定している [98]。

A.1.1 地球ニュートリノ [99]

地球内部の放射性元素、特にウラン (^{238}U)、トリウム (^{232}Th)、カリウム (^{40}K) を親粒子とする崩壊過程で生じる反電子ニュートリノのことを指す。自然界には 8 千万年以上の半減期を持つ放射性同位体が 34 存在するが、地球内部での放射線源となるのはそのほとんどが ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K を親粒子に持つ放射性同位体である。地球内部で生じた α 線や β 線、 γ 線のもつエネルギーは熱として変換され地球内部に蓄積される。地球ニュートリノの測定からこの熱量は地球内部で生じる全熱量 (47 ± 2 TW[100]) の約半分であると求められている [101]。一方で β 崩壊で生じた反電子ニュートリノが持ち去るエネルギーはニュートリノの相互作用の断面積が小さいがゆえに熱として変換されず持ち去られる。したがって地球ニュートリノのフラックスの測定は「放射性元素の崩壊による熱量が地球で生成される全熱量に占める割合がどの程度であるか。」や「ウランやトリウム、カリウムが地殻やマントルにどれくらい含まれるか。」といった問題を解決可能と考えられており、KamLAND 実験 [101] や Borexino 実験 [102] が先導して研究を進めている。

主な地球ニュートリノ源となる ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の全崩壊反応は次の通りである。





これらの崩壊で生じる地球ニュートリノのエネルギースペクトルを図 A.1.2 に示す。また地球内部の熱量の寄与と放射性元素の崩壊由来の熱量の元素ごとの寄与のグラフを図 A.1.3 に示す。

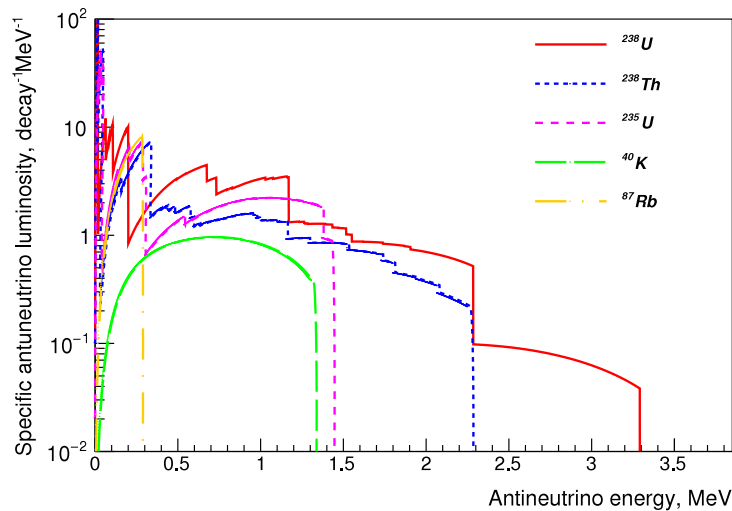


図 A.1.2: 地球ニュートリノのエネルギースペクトル [99]。親粒子の崩壊 1 回で規格化されている。また「luminosity」とはここでは地球ニュートリノの生成レートと同義である。

${}^{235}\text{U}$ は ${}^{238}\text{U}$ の約 0.7% 程度存在し、ルビジウム (${}^{87}\text{Rb}$) は ${}^{40}\text{K}$ の 1/400 程度存在するので、これらは地球内部の放射性元素の崩壊による熱量への主たる寄与ではないが、副次的な寄与をする。したがって図 A.1.2 で本節で話題としている 3 つの放射性元素に合わせて ${}^{235}\text{U}$ と ${}^{87}\text{Rb}$ のスペクトルも書かれている。

また図 A.1.3 の右図で「Sm+Rb」の寄与も示されているが、Sm はサマリウム (${}^{147}\text{Sm}$) のことで、 ${}^{40}\text{K}$ の 1/600 程度存在することから、 ${}^{235}\text{U}$ と ${}^{87}\text{Rb}$ と同様に地球内部の放射性元素の崩壊による熱量への副次的な寄与をする。

A.1.2 加速器ニュートリノ [103]

加速器ニュートリノは加速器を人工的に用いて生成したニュートリノのことを指す。現在の加速器でのニュートリノの一般的な生成手法は次の通りである。

1. 水素ガスから陽子を取り出す。
2. 陽子を加速させ、ベリリウムや炭素などの標的に衝突させる。
3. 衝突で生じた荷電 π 中間子や、荷電 K 中間子を磁場により収束させる。この時磁場の向きを変えることで、収束させる中間子の電荷を正か負か選択する。

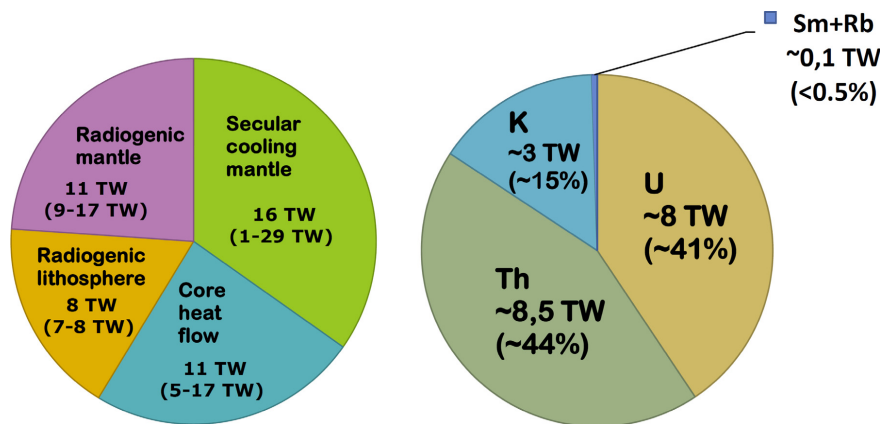


図 A.1.3: 地球内部の熱量の割合 [99]。左図は地球全体の熱量に対する各機構による熱量の割合を示している。放射性元素の崩壊由来の熱量は「Radiogenic lithosphere」と「Radiogenic mantle」であり、それぞれ岩盤内部、マントル内部での放射性元素の崩壊による熱量を示している。右図は放射性元素の崩壊による熱量の元素ごとの熱量の割合を示している。

4. 収束させた中間子を一定距離運動させることでその途中で中間子が崩壊し、中間子が負の電荷を持っていた場合はニュートリノが、中間子が正の電荷を持っていた場合は反ニュートリノが生成される。
5. ビームダンプとして置かれているアルミニウムや鉄、コンクリートにビームを照射することで、ニュートリノのみのビームとなる。

加速器ニュートリノ実験はニュートリノビーム源から検出器までの距離が短いものを「短基線ニュートリノ実験」、距離が長いものを「長基線ニュートリノ実験」と呼ぶ。それぞれの特徴は次の通りである。

短基線ニュートリノ実験

ニュートリノビーム源から検出器が近いという特徴を持つために、ニュートリノビームは検出器に到達しても非常に密度が高い。非常に純度の高いニュートリノビームを利用する結果として非常に多くのニュートリノが相互作用するので、ニュートリノビームのエネルギーや生成数を精度よく知ることが出来る。また存在が確認されている3世代の軽いニュートリノ以外の非常に重いニュートリノの探索実験にも利用される。長基線ニュートリノ実験との関係という点では長基線ニュートリノ実験で最も興味のある物理現象の1つである「ニュートリノ振動」を観測するために、ニュートリノ振動が起きる前のニュートリノのフレーバーの割合を知ることが出来る。短基線ニュートリノ実験の例としては MiniBooNE[104][105]、MINERvA[106][107]などが挙げられる。

長基線ニュートリノ実験

ニュートリノビーム源から検出器が遠い(典型的には数百 km)という特徴を持つ。ニュートリノビーム源と検出器の距離が一定で、人工的にニュートリノを生成していることからニュートリノビームのエネルギーの不定性が他のニュートリノ源に比べて小さいため、高精度でニュートリノ振動のパラメータの測定を行うことが出来る。長基線ニュートリノ実験の例である T2K[46][108]や NOvA[109][110]、

ⁱ 第 1.2.2 節で詳細を述べる。

OPERA[111][112]、MINOS[113][114] といった実験ではニュートリノ振動を表すパラメータを測定することやニュートリノの質量階層性ⁱⁱ、CP 対称性ⁱⁱⁱの研究が行われている。

加速器ニュートリノは人工的にニュートリノを生成しているため、ニュートリノの性質がよく理解することができ、物理現象の探索で精度の良い測定が出来るという利点がある。図 A.1.4 に T2K 実験の後置検出器であるスーパーカミオカンデ検出器で観測が予想されるニュートリノのエネルギースペクトルを示す。

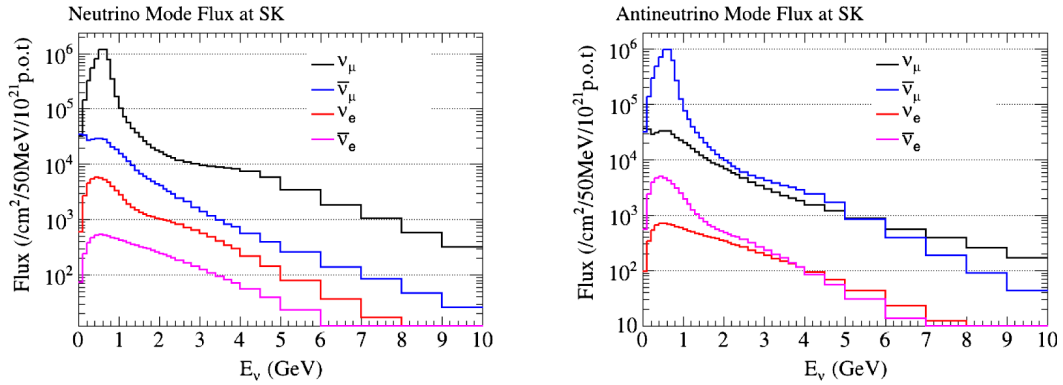


図 A.1.4: T2K 実験で予想されるニュートリノのエネルギースペクトル [115]。左図はニュートリノビームを照射した時、右図は反ニュートリノビームを照射した時のスペクトルである。また横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸の単位は陽子ビームを照射する炭素標的内の陽子 10^{21} 個あたり、ニュートリノのエネルギー 50 MeV あたり、 1 cm^2 あたりのニュートリノ数である。

A.1.3 大気ニュートリノ

大気ニュートリノは 2 次宇宙線が崩壊した際に生じるミューニュートリノや電子ニュートリノのことを指す。地球には宇宙から高エネルギー粒子が飛来している。これを 1 次宇宙線と呼び、主に陽子やヘリウム原子核である。この 1 次宇宙線は大気中の原子核に衝突することで連鎖的に様々な粒子を生み出す「空気シャワー」現象を引き起こす。この空気シャワー現象で生じる粒子を 2 次宇宙線と呼ぶ。2 次宇宙線には様々な成分があるが、その中で π 中間子や K 中間子、ミュー粒子の崩壊により大気ニュートリノが生じる。式 (A.1.6)、式 (A.1.7)、式 (A.1.8) に大気ニュートリノが生成される反応を示す。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}\tag{A.1.6}$$

$$\begin{aligned}K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}\tag{A.1.7}$$

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e \\ \mu^- &\rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e\end{aligned}\tag{A.1.8}$$

ⁱⁱ 存在が分かっているニュートリノの質量の大きさの順番を指す。

ⁱⁱⁱ 詳細は第 1.2.2 節で述べる。

大気ニュートリノ観測実験により第 1.2.2 節で述べるニュートリノ振動という現象の存在を証明し、この現象を表すパラメータの測定にも成功している。また他のニュートリノ源に比べて幅広いエネルギーで観測が可能であることに特徴がある。図 A.1.5 にいくつかの大気ニュートリノ観測実験で得られたニュートリノのエネルギースペクトルを示す。

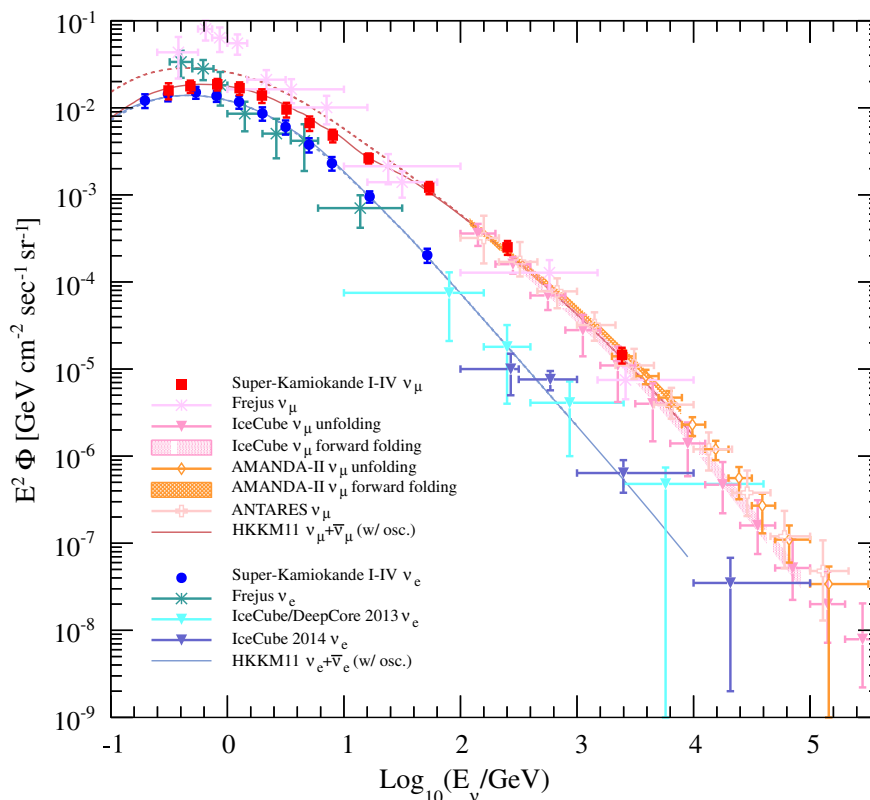


図 A.1.5: 大気ニュートリノのエネルギースペクトル [116]。「HKKM11」は神岡鉱山地下での観測を行った際に予想されるスペクトルである。これ以外は全て実験による観測結果である。

さらに大気ニュートリノは 1 次宇宙線の情報を有することから、宇宙線の研究で観測が行われる他に、大気中でニュートリノが発生することから、地球の大局的現象の研究でも観測が行われている。例として地球磁場により 1 次宇宙線の崩壊で生じたミュー粒子が曲げられるために、大気ニュートリノの到来方向に偏りがあること [117] や大気の温度変化に応じて大気ニュートリノの到来数が増えること [118] が報告されている。

A.1.4 超新星背景ニュートリノ [119]

超新星背景ニュートリノは宇宙の初期からの現在までに太陽質量の 8 倍以上の質量を持った恒星による重力崩壊型超新星爆発で放出されたニュートリノが宇宙空間に蓄積されたものを指す。ニュートリノは相互作用を非常にしにくいという性質を持つために一度宇宙空間に放出されると他の素粒子に比べて残り続ける。結果として宇宙空間で蓄積されたニュートリノは背景放射を形成し、宇宙の膨張に伴って赤方偏移をする。このニュートリノを「超新星背景ニュートリノ」、背景放射したものを「超新星背景ニュートリノ放射」などと呼ぶ。超新星背景ニュートリノのフラックスは以下の理由 [119] から銀河の進化に密接に関係しているため、超

新星背景ニュートリノ観測実験では観測を通して星の形成の歴史や物質の起源を探ることを目指している。

- 金属^{iv}が不透明度^vに強く影響し、また星を形成する星間ガス雲の冷却スピードと光度^{vi}を制御するために、星の形成率^{vii}が金属量^{viii}に依存する。
- 星形成率が星から放出される金属の総量を決定し、金属量の進化を制御する。
- 個々の銀河の星形成率と銀河の分布から星形成率密度と重力崩壊型超新星爆発のレートがある赤方偏移の値で決定できる。

図 A.1.6 に理論的な超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。

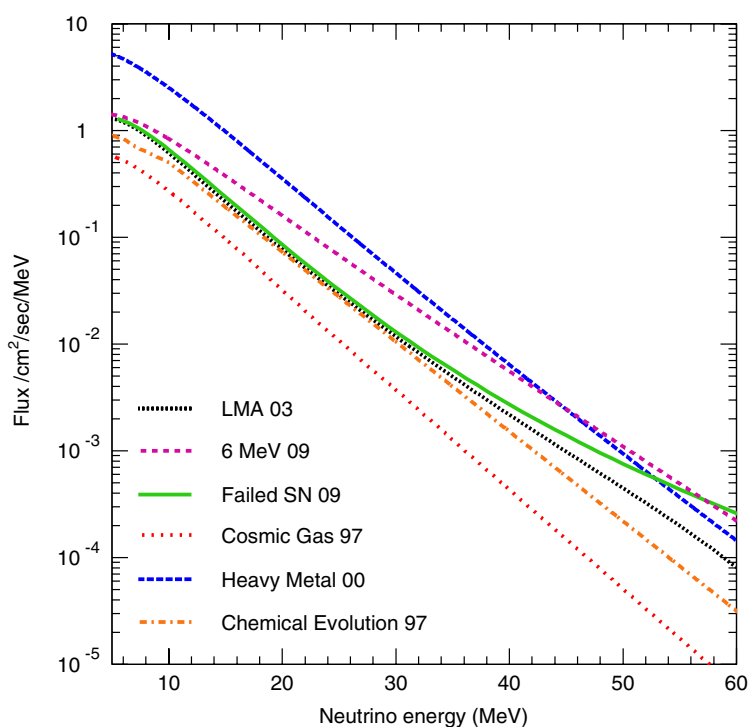


図 A.1.6: 理論的な超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトル [120]。色の違いはフラックスやスペクトルを予想する理論の違いである。ここでのフラックスは $\bar{\nu}_e$ のみを考えている。

A.2 ニュートリノ振動

本節では第 1.2.2 節で述べた式の補足を行う [121][122]。

式 (1.2.17) は式 (1.2.15) を用いてシュレディンガー方程式を解くことで得られる。ニュートリノの質量固

^{iv} リチウム ([119] では炭素としている) よりも重い元素のこと。

^v 星の大気が光を吸収する度合いを表す量。

^{vi} 天体が単位時間に放射するエネルギー。

^{vii} 単位時間あたりに新たに生まれる星の量。

^{viii} 恒星や星間物質の元素組成で金属が占める割合を指す。

有状態の確率振幅として平面波解 $|\nu_i(\mathbf{x}, t)\rangle = \exp(-i(E_i t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})) |\nu_i\rangle$ を採用すると

$$|\nu_i(\mathbf{x}, t)\rangle = \exp(-iE_i t) \exp(i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) |\nu_i\rangle \simeq \exp(-iEt) \exp\left(-i\frac{m_i^2}{2E}t\right) \exp(i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) |\nu_i\rangle$$

となる。なおここでは $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2E} \sim E + \frac{m_i^2}{2E}$ (E は平均的なニュートリノのエネルギーである。) という近似を用いた。この時 $\exp(-iEt) \exp(i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x})$ は全ての質量固有状態に共通で物理観測に影響を与えないので無視出来て、時間発展の方程式は次のように書ける。

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{A.2.1})$$

またフレーバー固有状態についての時間発展の方程式は式 (1.2.16) で与えられる PMNS 行列を用いて

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U^\dagger \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{A.2.2})$$

と表される。これを解くと

$$\begin{pmatrix} |\nu_e(t)\rangle \\ |\nu_\mu(t)\rangle \\ |\nu_\tau(t)\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \exp\left(-i\frac{m_1^2}{2E}t\right) & 0 & 0 \\ 0 & \exp\left(-i\frac{m_2^2}{2E}t\right) & 0 \\ 0 & 0 & \exp\left(-i\frac{m_3^2}{2E}t\right) \end{pmatrix} U^\dagger \begin{pmatrix} |\nu_e(0)\rangle \\ |\nu_\mu(0)\rangle \\ |\nu_\tau(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{A.2.3})$$

となる。ここでフレーバー α のニュートリノが $t=0$ で発生し、時刻 t で β として観測する確率 $P_{\alpha\beta}$ を考えると

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta} &= |\langle \nu_\alpha(0) | \nu_\beta(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \langle \nu_\alpha(0) | \sum_j U_{\beta j} \text{diag} \left(\exp\left(-i\frac{m_1^2}{2E}t\right), \exp\left(-i\frac{m_2^2}{2E}t\right), \exp\left(-i\frac{m_3^2}{2E}t\right) \right) \sum_\delta U_{j\delta}^* |\nu_\delta(0)\rangle \right|^2 \\ &= \left| \langle \nu_\alpha(0) | \sum_j U_{\beta j} \sum_\delta \exp\left(-i\frac{m_j^2}{2E}t\right) U_{j\delta}^* |\nu_\delta(0)\rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{\beta j} \exp\left(-i\frac{m_j^2}{2E}t\right) U_{j\alpha}^* \right|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{\beta j} U_{j\alpha} \right|^2 + \sum_{j \neq k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \exp\left(i\frac{m_k^2 - m_j^2}{2E}t\right) \end{aligned}$$

となる。ここで $\left| \sum_j U_{\beta j} U_{j\alpha} \right|^2 = \delta_{\alpha\beta}^2$ であり、 $e^{ix} = \cos x + i \sin x = 1 - 2 \sin^2 \frac{x}{2} + i \sin x$ より

$$\begin{aligned} \sum_{j \neq k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \exp\left(i\frac{m_k^2 - m_j^2}{2E}t\right) &= -2 \sum_{j \neq k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin^2 \left(\frac{m_k^2 - m_j^2}{4E}t \right) \\ &\quad + i \sum_{j \neq k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin \left(\frac{m_k^2 - m_j^2}{2E}t \right) \\ &= -2A + iB \end{aligned}$$

と変形できる。A, B それぞれをさらに変形すると

$$\begin{aligned}
A &= \sum_{j>k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) + \sum_{j<k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin^2 \left(\frac{m_k^2 - m_j^2}{4E} t \right) \\
&= \sum_{j>k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) + \sum_{j>k} U_{\beta k}^* U_{\alpha k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) \\
&= \sum_{j>k} (U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* + U_{\beta k}^* U_{\alpha k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) \\
&= \sum_{j>k} (U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* + (U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*)^*) \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) \\
&= 2 \sum_{j>k} \mathcal{R}e(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) \\
B &= \sum_{j<k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin \left(\frac{m_k^2 - m_j^2}{2E} t \right) - \sum_{j>k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right) \\
&= \sum_{j>k} U_{\beta k}^* U_{\alpha k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right) - \sum_{j>k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right) \\
&= \sum_{j>k} (U_{\beta k}^* U_{\alpha k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* - U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right) \\
&= \sum_{j>k} ((U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*)^* - U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right) \\
&= -2i \sum_{j>k} \mathcal{I}m(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right)
\end{aligned}$$

よって

$$\begin{aligned}
P_{\alpha\beta} &= \delta_{\alpha\beta} \\
&\quad - 4 \sum_{j>k} \mathcal{R}e(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) \\
&\quad + 2 \sum_{j>k} \mathcal{I}m(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*) \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right)
\end{aligned}$$

と求められ、式 (1.2.17) が得られる。

A.3 物質効果

ニュートリノは物質内部を伝播する際、物質中の電子や陽子、中性子などと相互作用をする。全てのニュートリノは Z ボソンを介して陽子、中性子と相互作用する。また電子ニュートリノ以外のニュートリノは Z ボソンを介して電子と相互作用する。一方で電子ニュートリノは Z ボソンと W ボソンを介して電子と相互作用する。この相互作用の仕方の違いにより、電子ニュートリノの伝播に他のニュートリノの伝播とは違いが生じる。これを物質効果と呼ぶ。本節では物質効果によるニュートリノ振動への補正について説明する [121]。

まず W ボソンが介する相互作用の有効ポテンシャル V は

$$V = \sqrt{2}G_F n_e(x) \quad (\text{A.3.1})$$

と表すことが出来る。ここで G_F はフェルミ結合定数、ニュートリノの位置 x での電子密度を $n_e(x)$ とした。ポテンシャル V の値は地球の核 ($n_e \sim 10 \text{ g/cm}^3$) で $V \sim 10^{-13} \text{ eV}$ 、太陽の核 ($n_e \sim 100 \text{ g/cm}^3$) で $V \sim 10^{-12} \text{ eV}$ である [123]。この V によりニュートリノの真空中でのハミルトニアンは修正され

$$i \frac{d\boldsymbol{\nu}(t)}{dt} = H' \boldsymbol{\nu}(t) \quad (\boldsymbol{\nu}(t) = (|\nu_e(t)\rangle, |\nu_\mu(t)\rangle, |\nu_\tau(t)\rangle)^T)$$

とした時に

$$H' = U \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3.2})$$

と表される(ただし、ここで U はユニタリー行列で、PMNS 行列として表現することもできる。)。反ニュートリノについて考える際は V の正負に逆に取れば同じ式で表現することが出来る。ここからは 3 世代間の振動が煩雑なため、電子ニュートリノとミューニュートリノの 2 世代間の振動について考える。2 世代間の物質効果を踏まえたニュートリノ振動は次式で表される。

$$\begin{aligned} U_m^\dagger(t) H' U_m(t) &= \text{diag}(E_{m1}, E_{m2}) \\ U_m(t) &= \begin{pmatrix} \cos \theta_m(t) & \sin \theta_m(t) \\ -\sin \theta_m(t) & \cos \theta_m(t) \end{pmatrix} \\ \boldsymbol{\nu}(t) &= \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = U_m(t) \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.3.3})$$

ここでエネルギー固有値 $E_{m(1,2)}$ や混合角 θ_m は次式で表される。

$$\begin{aligned} E_{m(1,2)}(t) &= E + m'^2_{(1,2)}(t) \\ m'^2_{(1,2)}(t) &= \frac{1}{4E} (m_1^2 + m_2^2 + 2\sqrt{2}G_F n_e(t)E \mp \Delta m'^2) \\ \Delta m'^2 &= \sqrt{(2\sqrt{2}G_F n_e(t)E - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2} \\ \tan 2\theta_m &= \frac{\frac{\Delta m^2}{2E} \sin 2\theta}{\frac{\Delta m^2}{2E} \cos 2\theta - \sqrt{2}G_F n_e(t)} \end{aligned} \quad (\text{A.3.4})$$

ただし $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ であり、 θ は真空中でのニュートリノ振動における混合角を表す。またニュートリノの質量が十分小さいとして $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2E} \sim E + \frac{m_i^2}{2E}$ (E は平均的なニュートリノのエネルギーである。) という近似により真空中でのニュートリノの伝播におけるエネルギー固有値 E_i を

$$E_{(i=1,2)} = E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} \mp \frac{\Delta m^2}{4E}$$

と表すことにしている (複合は $i = 1$ の時に負、 $i = 2$ の時に正である。)。式 (A.3.4) より

$$\sqrt{2}G_F n_e(t) = \frac{\Delta m^2}{2E} \cos 2\theta \Leftrightarrow n_e(t) = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (\text{A.3.5})$$

が成立するとき共鳴現象が生じ、この時 $\tan 2\theta_m = \infty \Leftrightarrow \theta_m = \frac{\pi}{4}$ となるからフレーバーの混合が最大となる。電子密度とニュートリノのエネルギーが式 (A.3.5) の関係を満たす共鳴状態において、真空中の混合角の

大きさにほぼ依存せずフレーバーが変化する効果を MSW 効果 [124][125][126] と呼ぶ。 $\theta_m \sim \frac{\pi}{4}$ では n_e の変化に対して急激に θ_m は変化する。また $|\tan 2\theta_m| \geq 1$ を満たす領域を共鳴領域と呼ぶ。さらにシュレディンガー方程式 $i\partial_t \boldsymbol{\nu} = H\boldsymbol{\nu}(t)$ とフレーバー固有状態と質量固有状態の関係 $|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$ から

$$\begin{aligned} i\frac{d\boldsymbol{\nu}_m(t)}{dt} &= \left(U_m^\dagger H' U_m - iU_m^\dagger \frac{dU_m}{dt} \right) \boldsymbol{\nu}_m(t) \\ &= \begin{pmatrix} E_{m1}(t) & -i\dot{\theta}_m \\ i\dot{\theta}_m & E_{m2}(t) \end{pmatrix} \boldsymbol{\nu}_m(t) \\ &= \left(\frac{E_{m1}(t) + E_{m2}(t)}{2} I + \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m'^2}{4E} & -i\dot{\theta}_m \\ i\dot{\theta}_m & \frac{\Delta m'^2}{4E} \end{pmatrix} \right) \boldsymbol{\nu}_m(t) \end{aligned} \quad (\text{A.3.6})$$

という質量固有状態の時間発展に関する方程式を得る (I は単位行列である。)。ここでニュートリノの伝播に伴う物質波の振動数の変化がゆっくりである時、すなわちエネルギー固有値が最小となる共鳴現象が起きる時でも式 (A.3.6) の対角成分が非対角成分より十分大きいという条件

$$\frac{\Delta m'^2}{2E} \gg |\dot{\theta}_m| \Rightarrow \frac{\tan 2\theta}{\frac{d \ln n_e(x)}{dx} \Big|_{\theta_m = \pi/4}} \gg \frac{2E}{\Delta m^2 \sin 2\theta} \quad (\text{A.3.7})$$

が成立する時、式 (A.3.6) は

$$i\frac{d\boldsymbol{\nu}_m(t)}{dt} \simeq \begin{pmatrix} E_{m1}(t) & 0 \\ 0 & E_{m2}(t) \end{pmatrix} \boldsymbol{\nu}_m(t) \quad (\text{A.3.8})$$

と近似できる。この条件は断熱条件と呼ぶ。これは共鳴状態における 2 つの物質中の質量固有状態の物質波のうなりの波長が共鳴領域の幅よりも十分小さいという条件を表している。式 (A.3.8) を用いて電子ニュートリノで発生して電子ニュートリノとして観測される確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ は

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \left| \langle \nu_e(t) | \exp \left(-i \int_0^t H'(t') dt' \right) | \nu_e(0) \rangle \right|^2 \\ &= \left| \cos \theta_m(t) \cos \theta_m(0) \exp \left(-i \int_0^t E_{m1}(t') dt' \right) \right. \\ &\quad \left. + \sin \theta_m(t) \sin \theta_m(0) \exp \left(-i \int_0^t E_{m2}(t') dt' \right) \right|^2 \end{aligned}$$

と表される。これの時間平均をとると

$$\bar{P}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \cos^2 \theta_m(t) \cos^2 \theta_m(0) + \sin^2 \theta_m(t) \sin^2 \theta_m(0) \quad (\text{A.3.9})$$

となる。以上の議論は断熱条件の下で行ってきたが、ここから断熱条件が成立しないとすると、共鳴状態を経て物質密度の異なる領域をニュートリノが通過する際に物質中の質量固有状態間の遷移 ($\nu_{m1'}$ と $\nu_{m2'}$ 間の遷移) が生じるので、式 (A.3.9) は修正される。遷移確率を P_{jump} と置くとある確率 P_{jump} で遷移が生じ、確率 $1 - P_{jump}$ で同じ質量固有状態のままとなり、式 (A.3.9) は

$$\begin{aligned} \bar{P}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= (1 - P_{jump})(\cos^2 \theta_m(t) \cos^2 \theta_m(0) + \sin^2 \theta_m(t) \sin^2 \theta_m(0)) \\ &\quad + P_{jump}(\sin^2 \theta_m(t) \cos^2 \theta_m(0) + \cos^2 \theta_m(t) \sin^2 \theta_m(0)) \\ &= \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_{jump} \right) \cos 2\theta_m(t) \cos 2\theta_m(0) \end{aligned} \quad (\text{A.3.10})$$

と修正される。この修正は質量固有状態の遷移が共鳴状態となる領域付近でのみ生じるという仮定で行っている。 P_{jump} は密度が共鳴状態となる領域付近で線形的に変化するという条件ではランダウ・ゼナー公式 [127][128] を適用して

$$P_{jump} = \exp\left(-\frac{\pi\Delta m'^2 \sin^2 2\theta}{4E \cos 2\theta \frac{d \ln n_\epsilon(x)}{dx} \Big|_{\theta_m = \pi/4}}\right) \quad (\text{A.3.11})$$

と表される。

補遺 B

チェレンコフ放射

本章ではチェレンコフ放射に関するパラメータについての導出を示す。

荷電粒子が単位時間に放射する、ある立体角での単位時間あたりのエネルギーはポインティングベクトル $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ を用いて

$$\begin{aligned} \frac{d^3W}{d\Omega dt dt'} &= r^2 \frac{d^2}{dt dt'} \int \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{n}(t') dt \\ &= \frac{1}{\mu_0 c} r^2 \frac{d}{dt'} (|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2) \end{aligned} \quad (\text{B.0.1})$$

と表される。ただし媒質中の光速を $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon}$ (ここで媒質は非磁性体であるとして、透磁率 μ が真空中の透磁率 μ_0 と等しいとした。また媒質中の誘電率を ε とした。なお真空中の光速は c_0 とする。)、観測する位置を \mathbf{r} 、観測地点での時刻を t 、荷電粒子の時刻を t' とする。 \mathbf{n} の定義はこの後に行う。式 (B.0.1) をフーリエ変換するとパーセバルの定理より

$$\frac{d^3W}{d\Omega d\omega dt'} = \frac{1}{2\pi\mu_0 c} r^2 \frac{d}{dt'} (|\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)|^2) \quad (\text{B.0.2})$$

となる。ここで速度 $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ で等速直線運動をする荷電粒子が作る放射の電場 (放射場) $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ について考える。電荷 q を持つ荷電粒子が作る放射場は荷電粒子の位置 $\mathbf{r}_p(t')$ 、 $\mathbf{n} = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t'))/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t')|$ と定義して (観測する位置は固定とする。)、次のように表される。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{4\pi\varepsilon c} \left[\frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}(t')) \times \frac{d\boldsymbol{\beta}(t')}{dt'}]}{\kappa^3(t') |\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t')|} \right]_{f(t')=t} \quad (\text{B.0.3})$$

式 (B.0.3) において $\kappa(t') = 1 - \mathbf{n}(t') \cdot \boldsymbol{\beta}(t') = \frac{dt}{dt'}$ 、 $f(t') = t' + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t')|/c$ である。また t' は荷電粒子から電磁波が放射された時刻、 t は放射された電磁波を観測する時刻である。なお式 (B.0.3) は

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, t) &= q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t)) \\ \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) &= q\mathbf{v}(t)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t)) \end{aligned}$$

の条件の下でマクスウェル方程式を解くことで得られる。式 (B.0.3) を用いて、十分長い観測期間 ($T_2 - T_1$) 行った際の放射場の角振動数スペクトルは次のように表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt \\ &= \frac{q}{4\pi\varepsilon c r} \int_{T_1}^{T_2} \left[\frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}(t')) \times \frac{d\boldsymbol{\beta}(t')}{dt'}]}{\kappa^3(t')} \right]_{f(t')=t} e^{i\omega t} dt \end{aligned} \quad (\text{B.0.4})$$

式 (B.0.4) について荷電粒子から十分遠方で観測するという $\mathbf{n} \simeq \mathbf{r}/r$ という近似の下で t から t' に積分変数を変換すると、 $dt = \kappa dt'$ および

$$\begin{aligned} \exp(i\omega t) &= \exp \left[i\omega \left(t' + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t')|}{c} \right) \right] \\ &= \exp \left[i\omega \left(t' + \frac{r \sqrt{1 - \frac{2\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_p(t')}{r} + \frac{r_p(t')^2}{r^2}}}{c} \right) \right] \\ &\simeq \exp \left[i\omega \left(t' + \frac{r}{c} \left(1 - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_p(t')}{r} \right) \right) \right] \\ &= \exp \left[i\omega \left(t' + \frac{r}{c} - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_p(t')}{c} \right) \right] \end{aligned}$$

であるから

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{q}{4\pi\epsilon c} \frac{e^{i\omega r/c}}{r} \int_{T_1}^{T_2} \frac{\mathbf{n}(t') \times [(\mathbf{n}(t') - \boldsymbol{\beta}(t')) \times \frac{d\boldsymbol{\beta}(t')}{dt'}]}{\kappa^2(t')} \exp \left[i\omega \left(t' - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_p(t')}{c} \right) \right] dt' \quad (\text{B.0.5})$$

と表される。 $\mathbf{n} \simeq \mathbf{r}/r$ という近似の下で

$$\frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}(t')) \times \frac{d\boldsymbol{\beta}(t')}{dt'}]}{\kappa^2(t')} \simeq \frac{d}{dt'} \left(\frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}(t'))}{\kappa(t')} \right)$$

となることから、式 (B.0.5) は部分積分を行うことで、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{i\omega q}{4\pi\epsilon c} \frac{e^{i\omega r/c}}{r} \int_{T_1}^{T_2} \mathbf{n}(t') \times (\mathbf{n}(t') \times \boldsymbol{\beta}(t')) \exp \left[i\omega \left(t' - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_p(t')}{c} \right) \right] dt' \quad (\text{B.0.6})$$

となる (十分長い観測期間に対して主要項が 0 となることを用いている。)。式 (B.0.2) は式 (B.0.6) を利用して

$$\frac{d^3 I(\omega)}{d\omega d\Omega dt'} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 c}{4\pi^2} \omega^2 \frac{d}{dt'} \left| \int_{T_1}^{T_2} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}) \exp \left[i\omega \left(t' - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_p(t')}{c} \right) \right] dt' \right|^2, \quad (0 < \omega < \infty) \quad (\text{B.0.7})$$

と表される。荷電粒子が等速直線運動していると条件の下で $\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_p(t')/c = \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_p t'/c = \beta t' \cos \theta$ (θ は座標原点から見た荷電粒子の運動方向と観測地点方向のなす角とした。) を用いて表すと

$$\frac{d^3 I(\omega)}{d\omega d\Omega dt'} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 c \beta^2}{4\pi^2} \omega^2 \sin^2 \theta \frac{d}{dt'} \left| \int_{T_1}^{T_2} \exp(i\omega(1 - \beta \cos \theta)t') dt' \right|^2 \quad (\text{B.0.8})$$

となる。ここで

$$\begin{aligned}
\left| \int_{T_1}^{T_2} \exp(i\omega(1-\beta\cos\theta)t') dt' \right| &= \left| \left[\frac{\exp(i\omega(1-\beta\cos\theta)t')}{i\omega(1-\beta\cos\theta)} \right]_{T_1}^{T_2} \right| \\
&= \frac{1}{\omega(1-\beta\cos\theta)} \left| -i[(\exp(i\omega(1-\beta\cos\theta)T_2) - \exp(i\omega(1-\beta\cos\theta)T_1))] \right| \\
&= \frac{1}{\omega(1-\beta\cos\theta)} \left| [\sin\omega(1-\beta\cos\theta)T_2 - \sin\omega(1-\beta\cos\theta)T_1] \right. \\
&\quad \left. -i[\cos\omega(1-\beta\cos\theta)T_2 - \cos\omega(1-\beta\cos\theta)T_1] \right| \\
&= \frac{2}{\omega(1-\beta\cos\theta)} \left| \cos \frac{\omega(1-\beta\cos\theta)(T_2+T_1)}{2} \sin \frac{\omega(1-\beta\cos\theta)(T_2-T_1)}{2} \right. \\
&\quad \left. +i \sin \frac{\omega(1-\beta\cos\theta)(T_2+T_1)}{2} \sin \frac{\omega(1-\beta\cos\theta)(T_2-T_1)}{2} \right| \\
&= \frac{2}{\omega(1-\beta\cos\theta)} \left| \sin \frac{\omega(1-\beta\cos\theta)(T_2-T_1)}{2} \right| \quad (\text{ただし } 1-\beta\cos\theta \neq 0)
\end{aligned}$$

となることと、および等速直線運動していることから $\frac{d}{dt'} \rightarrow \frac{1}{\Delta t'} (\Delta t' = T_2 - T_1)$ が成立することから、式 (B.0.8) は

$$\begin{aligned}
\frac{d^3 I(\omega)}{d\omega d\Omega dt'} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 c \beta^2}{4\pi^2} \omega^2 \sin^2 \theta \frac{1}{\Delta t'} \left(\frac{2}{\omega(1-\beta\cos\theta)} \sin \frac{\omega(1-\beta\cos\theta)\Delta t'}{2} \right)^2 \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 c \beta^2}{4\pi^2} \omega^2 \sin^2 \theta \Delta t' \left[\frac{2}{\omega\beta\Delta t'(1/\beta - \cos\theta)} \sin \left(\frac{\omega\beta\Delta t'}{2} \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \right) \right) \right]^2 \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 c \beta \omega}{2\pi^2} \sin^2 \theta \frac{\omega\beta\Delta t'}{2} \left[\frac{2}{\omega\beta\Delta t'(1/\beta - \cos\theta)} \sin \left(\frac{\omega\beta\Delta t'}{2} \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \right) \right) \right]^2
\end{aligned} \tag{B.0.9}$$

と表される。 $\alpha = \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \right)$ と置いたとき

$$\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega\beta\Delta t'}{2} \left[\frac{2}{\omega\beta\Delta t'} \frac{1}{\alpha} \sin \left(\frac{\omega\beta\Delta t'}{2} \alpha \right) \right]^2 d\alpha &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{\gamma} \sin \gamma \right)^2 d\gamma = \pi \\
\Rightarrow \lim_{\omega\beta\Delta t'/2 \rightarrow \infty} \frac{\omega\beta\Delta t'}{2} \left[\frac{2}{\omega\beta\Delta t'} \frac{1}{\alpha} \sin \left(\frac{\omega\beta\Delta t'}{2} \alpha \right) \right]^2 &= \pi \delta(\alpha)
\end{aligned}$$

となるから、ここで十分長い $\Delta t'$ に対して $\omega\beta\Delta t'/2 \rightarrow \infty$ とみなせるので、式 (B.0.9) は

$$\frac{d^3 I(\omega)}{d\omega d\Omega dt'} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 c \beta \omega}{2\pi} \sin^2 \theta \delta \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \right) \tag{B.0.10}$$

と変形できる。ただし $\delta(x)$ はディラックのデルタ関数である。この式を立体角で積分すると

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 I(\omega)}{d\omega dt'} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 c \beta \omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin^2 \theta \delta \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \right) \sin\theta d\theta \\
&= \frac{\mu_0 q^2 c \beta \omega}{4\pi} \int_{-1}^1 (1-\chi^2) \delta \left(\frac{1}{\beta} - \chi \right) d\chi \quad (\text{ただし } \chi = \cos\theta)
\end{aligned} \tag{B.0.11}$$

となるが、この式がゼロでない値をとる条件が式 (2.3.3) である (ただし、第 2.3 節では $\beta = \frac{v}{c_0}$ と取っているがここでは $\beta = \frac{v}{c}$ と取っているのので、見かけ上表式は異なる。)。式 (2.3.3) が成立する時

$$\frac{d^2 I(\omega)}{d\omega dt'} = \frac{\mu_0 q^2 c \beta \omega}{4\pi} \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \tag{B.0.12}$$

と求められる。ここで $c_0 = \frac{\omega}{2\pi}\lambda$ 、 $I(\omega) = NE(\omega) = N\hbar\omega$ 、 $z \equiv vt'$ を用い、さらに $\beta = \frac{v}{c_0}$ と取り直すと式 (B.0.12) は次のように変形出来る。

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 N}{d\lambda dz} &= \frac{d^2 I(\omega)}{d\omega dt'} \frac{dz}{dt'} \frac{d\omega}{d\lambda} \frac{\lambda}{\hbar c_0} \\
 &= \frac{d^2 I(\omega)}{d\omega dt'} \frac{1}{v} \left(-\frac{2\pi c_0}{\lambda^2} \right) \frac{\lambda}{\hbar c_0} \\
 &= \frac{2\pi\mu_0 q^2 \omega}{4\pi n_r} \left(1 - \frac{1}{n_r^2 \beta^2} \right) \frac{1}{\hbar \lambda} \\
 &= \frac{2\pi\mu_0 q^2 c_0}{4\pi n_r \hbar \lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n_r^2 \beta^2} \right) \\
 &= \frac{2\pi\alpha Z^2}{n_r \lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n_r^2 \beta^2} \right)
 \end{aligned} \tag{B.0.13}$$

したがって式 (2.3.2) が導出された。

補遺 C

ラドンの崩壊のフィッティング

第 4.4.4 節でカウントレートの時間変動のプロットのグラフに対してフィッティングを行う上で、 ^{222}Rn から ^{214}Po まで複数の崩壊過程を経るため、本来であれば関係する崩壊全てを踏まえた時定数でフィッティングを行うべきである。しかし ^{222}Rn の半減期が他の娘粒子に比べて長いため、時定数は ^{222}Rn の半減期でよいことを述べた。ここでは先の議論の十分性を示す。

^{222}Rn から ^{214}Po までの崩壊は次の微分方程式に従う。

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_{^{222}\text{Rn}}}{dt} &= -\lambda_{^{222}\text{Rn}}N_{^{222}\text{Rn}} \\
 \frac{dN_{^{218}\text{Po}}}{dt} &= -\lambda_{^{218}\text{Po}}N_{^{218}\text{Po}} + \lambda_{^{222}\text{Rn}}N_{^{222}\text{Rn}} \\
 \frac{dN_{^{214}\text{Pb}}}{dt} &= -\lambda_{^{214}\text{Pb}}N_{^{214}\text{Pb}} + \lambda_{^{218}\text{Po}}N_{^{218}\text{Po}} \\
 \frac{dN_{^{214}\text{Bi}}}{dt} &= -\lambda_{^{214}\text{Bi}}N_{^{214}\text{Bi}} + \lambda_{^{214}\text{Pb}}N_{^{214}\text{Pb}} \\
 \frac{dN_{^{214}\text{Po}}}{dt} &= -\lambda_{^{214}\text{Po}}N_{^{214}\text{Po}} + \lambda_{^{214}\text{Bi}}N_{^{214}\text{Bi}} \\
 \frac{dN_{^{210}\text{Pb}}}{dt} &= \lambda_{^{214}\text{Po}}N_{^{214}\text{Po}}
 \end{aligned} \tag{C.0.1}$$

$$\Leftrightarrow \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} N_{^{222}\text{Rn}} \\ N_{^{218}\text{Po}} \\ N_{^{214}\text{Pb}} \\ N_{^{214}\text{Bi}} \\ N_{^{214}\text{Po}} \\ N_{^{210}\text{Pb}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\lambda_{^{222}\text{Rn}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_{^{222}\text{Rn}} & -\lambda_{^{218}\text{Po}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{^{218}\text{Po}} & -\lambda_{^{214}\text{Pb}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_{^{214}\text{Pb}} & -\lambda_{^{214}\text{Bi}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_{^{214}\text{Bi}} & -\lambda_{^{214}\text{Po}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda_{^{214}\text{Po}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{^{222}\text{Rn}} \\ N_{^{218}\text{Po}} \\ N_{^{214}\text{Pb}} \\ N_{^{214}\text{Bi}} \\ N_{^{214}\text{Po}} \\ N_{^{210}\text{Pb}} \end{pmatrix}$$

式 (C.0.1) において N は粒子の個数、 λ は崩壊定数で半減期 $T_{1/2}$ とは

$$N(T_{1/2}) = N(0)e^{-\lambda T_{1/2}} = N(0)/2 \Leftrightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

の関係である。 ^{222}Rn から ^{214}Po までのそれぞれの崩壊定数と半減期は表 C.0.1 の通りである。表 C.0.1 より、崩壊定数について次の関係が成立する。

$$\lambda_{^{222}\text{Rn}} \ll \lambda_{^{214}\text{Bi}} < \lambda_{^{218}\text{Po}} < \lambda_{^{214}\text{Pb}} \ll \lambda_{^{214}\text{Po}} \tag{C.0.2}$$

式 (C.0.1) を

$$N_{^{222}\text{Rn}}(0) = N_0, N_{^{218}\text{Po}}(0) = N_{^{214}\text{Pb}}(0) = N_{^{214}\text{Bi}}(0) = N_{^{214}\text{Po}}(0) = N_{^{210}\text{Pb}}(0) = 0$$

元素	半減期	崩壊定数 [s ⁻¹]
²²² Rn	3.82 日	2.10 × 10 ⁻⁶
²¹⁸ Po	3.10 分	3.73 × 10 ⁻³
²¹⁴ Pb	26.8 秒	2.59 × 10 ⁻²
²¹⁴ Bi	19.9 分	5.81 × 10 ⁻⁴
²¹⁴ Po	164 マイクロ秒	4.21 × 10 ³

表 C.0.1: ²²²Rn から ²¹⁴Po までの半減期と崩壊定数 [129]

の条件下で解くと式 (C.0.3) のようになる。

$$\begin{aligned}
N_{222\text{Rn}} &= N_0 e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t} \\
N_{218\text{Po}} &= N_0 \Lambda_{218\text{Po}} \left(\frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{A_{222\text{Rn}}} + \frac{e^{-\lambda_{218\text{Po}} t}}{A_{218\text{Po}}} \right) \\
N_{214\text{Pb}} &= N_0 \Lambda_{214\text{Pb}} \left(\frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{B_{222\text{Rn}}} + \frac{e^{-\lambda_{218\text{Po}} t}}{B_{218\text{Po}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Pb}} t}}{B_{214\text{Pb}}} \right) \\
N_{214\text{Bi}} &= N_0 \Lambda_{214\text{Bi}} \left(\frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{C_{222\text{Rn}}} + \frac{e^{-\lambda_{218\text{Po}} t}}{C_{218\text{Po}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Pb}} t}}{C_{214\text{Pb}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Bi}} t}}{C_{214\text{Bi}}} \right) \\
N_{214\text{Po}} &= N_0 \Lambda_{214\text{Po}} \left(\frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{D_{222\text{Rn}}} + \frac{e^{-\lambda_{218\text{Po}} t}}{D_{218\text{Po}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Pb}} t}}{D_{214\text{Pb}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Bi}} t}}{D_{214\text{Bi}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Po}} t}}{D_{214\text{Po}}} \right) \\
N_{210\text{Pb}} &= N_0 \left[1 + \Lambda_{210\text{Pb}} \left(\frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{E_{222\text{Rn}}} + \frac{e^{-\lambda_{218\text{Po}} t}}{E_{218\text{Po}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Pb}} t}}{E_{214\text{Pb}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Bi}} t}}{E_{214\text{Bi}}} + \frac{e^{-\lambda_{214\text{Po}} t}}{E_{214\text{Po}}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{C.0.3}$$

なお式 (C.0.3) において各係数は

$$\begin{aligned}
\Lambda_{218P_0} &= \lambda_{222R_n} \\
A_{222R_n} &= \lambda_{218P_0} - \lambda_{222R_n} \\
A_{218P_0} &= \lambda_{222R_n} - \lambda_{218P_0} \\
\Lambda_{214P_b} &= \lambda_{222R_n} \lambda_{218P_0} \\
B_{222R_n} &= (\lambda_{218P_0} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{222R_n}) \\
B_{218P_0} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{218P_0}) \\
B_{214P_b} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214P_b}) \\
\Lambda_{214B_i} &= \lambda_{222R_n} \lambda_{218P_0} \lambda_{214P_b} \\
C_{222R_n} &= (\lambda_{218P_0} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{222R_n}) \\
C_{218P_0} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{218P_0}) \\
C_{214P_b} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{214P_b}) \\
C_{214P_0} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{214B_i}) \\
\Lambda_{214P_0} &= \lambda_{222R_n} \lambda_{218P_0} \lambda_{214P_b} \lambda_{214B_i} \\
D_{222R_n} &= (\lambda_{218P_0} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{222R_n}) \\
D_{218P_0} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{218P_0}) \\
D_{214P_b} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{214P_b}) \\
D_{214B_i} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{214B_i}) \\
D_{214P_0} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214P_0})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{214P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{214P_0}) \\
\Lambda_{210P_b} &= \lambda_{222R_n} \lambda_{218P_0} \lambda_{214P_b} \lambda_{214B_i} \lambda_{214P_0} \\
E_{222R_n} &= (\lambda_{218P_0} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{222R_n})(\lambda_{210P_b} - \lambda_{222R_n}) \\
E_{218P_0} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{218P_0})(\lambda_{210P_b} - \lambda_{218P_0}) \\
E_{214P_b} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{214B_i} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{214P_b})(\lambda_{210P_b} - \lambda_{214P_b}) \\
E_{214B_i} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{214P_0} - \lambda_{214B_i})(\lambda_{210P_b} - \lambda_{214B_i}) \\
E_{214P_0} &= (\lambda_{222R_n} - \lambda_{214P_0})(\lambda_{218P_0} - \lambda_{214P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{214P_0})(\lambda_{214P_b} - \lambda_{214P_0})(\lambda_{210P_b} - \lambda_{214P_0})
\end{aligned}$$

となる。親粒子のみが N_0 存在するという初期条件のもとで式 (C.0.4) のように一般化することもできる。

$$N_{\alpha_n} = N_0 \left(\prod_{i=0}^{n-1} \lambda_{\alpha_i} \right) \sum_{i=0}^n \frac{e^{-\lambda_{\alpha_i}}}{\prod_{j=0, j \neq i}^n (\lambda_{\alpha_j} - \lambda_{\alpha_i})} \quad (\text{C.0.4})$$

なお α_i は親粒子から i 回崩壊した際に生じる粒子である。式 (C.0.4) において N_{210P_b} は $\lambda_{210P_b} \rightarrow 0$ と置くことで得ることができる。式 (C.0.2) の関係から $t \gg \lambda$ の時

$$e^{-\lambda_{222R_n} t} \gg e^{-\lambda_{214B_i} t} > e^{-\lambda_{218P_0} t} > e^{-\lambda_{214P_b} t} \gg e^{-\lambda_{214P_0} t}$$

が成立するから、式 (C.0.3) は式 (C.0.3) のように近似できる。

$$\begin{aligned}
 N_{222\text{Rn}} &= N_0 e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t} \\
 N_{218\text{Po}} &= N_0 \Lambda_{218\text{Po}} \frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{A_{222\text{Rn}}} \\
 N_{214\text{Pb}} &= N_0 \Lambda_{214\text{Pb}} \frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{B_{222\text{Rn}}} \\
 N_{214\text{Bi}} &= N_0 \Lambda_{214\text{Bi}} \frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{C_{222\text{Rn}}} \\
 N_{214\text{Po}} &= N_0 \Lambda_{214\text{Po}} \frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{D_{222\text{Rn}}} \\
 N_{210\text{Pb}} &= N_0 \left[1 - \Lambda_{210\text{Pb}} \frac{e^{-\lambda_{222\text{Rn}} t}}{E_{222\text{Rn}}} \right]
 \end{aligned} \tag{C.0.5}$$

したがって ^{222}Rn を除く崩壊が 20 分未満の半減期を持つため、1 日程度の時間が経てば $t \gg 1/\lambda$ は成立していると考えられる。これを踏まえ、本解析で採用した 1 bin=1 日に対しては ^{222}Rn のみを考慮した式 (4.4.5) でフィッティングを行ってもよいと判断をした。図 C.0.1 に式 (C.0.3) を $N_0 = 10000$ の条件の下で 10 日分描いたものを示す。

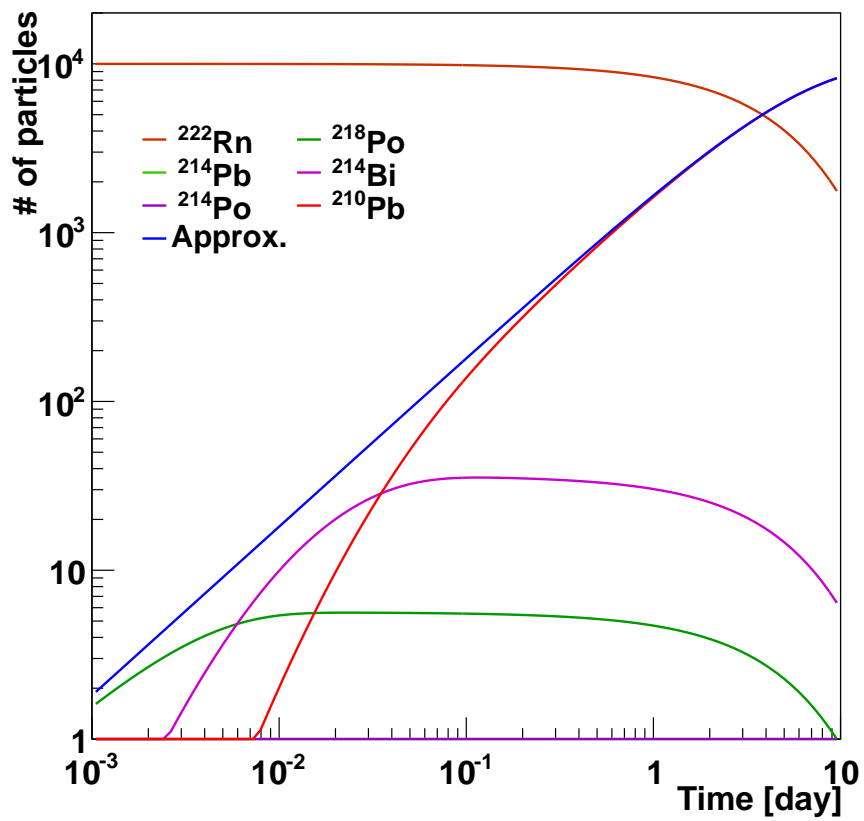


図 C.0.1: 式 (C.0.3) の時間推移

“Approx.” は式 (4.4.5) の第 1 項の時間推移を描いたものである。²¹⁰Pb が本研究でラドン濃度の測定に利用する ²¹⁴Po が崩壊した際に生じる α 線と同じ個数の推移をする (式 (1.3.1) にウラン系列の崩壊過程を示している。)。1 日程度経つと式 (4.4.5) の第 1 項が式 (C.0.1) を厳密に解いたときとほぼ同じになる。

補遺 D

各測定のカウントレートと露点温度

本章では各測定の結果で示したラドン濃度の時間推移を得るために必要となる、ラドン濃度測定器で得たカウントレートの時間推移と露点計で得た系内空気の露天温度の時間推移を示す。なお各測定の名前は表 4.6.1 に示した通りである。

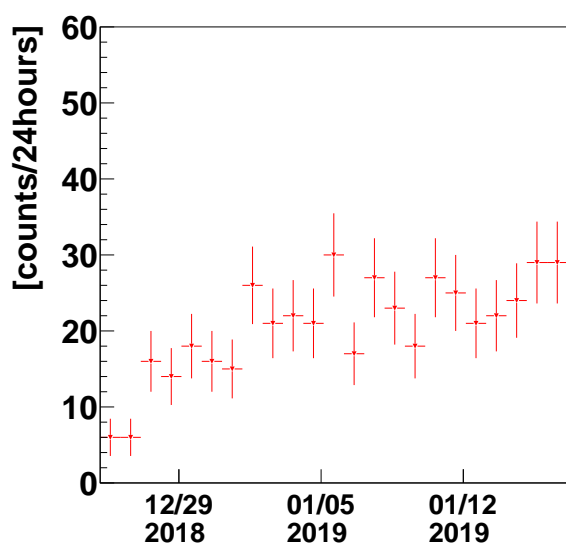


図 D.0.1: 測定 1 のカウントレートの時間推移

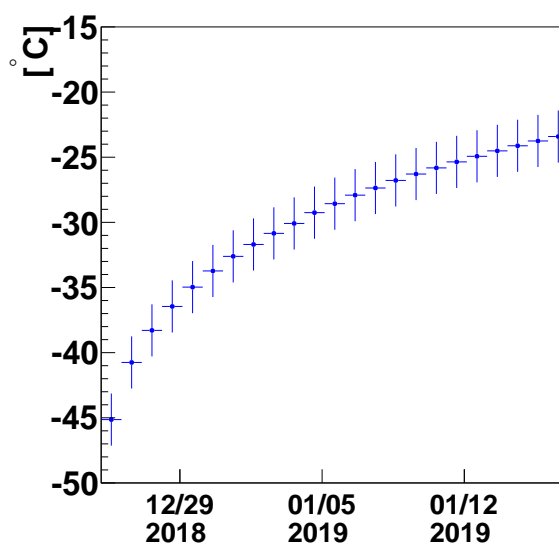


図 D.0.2: 測定 1 の露点温度の時間推移

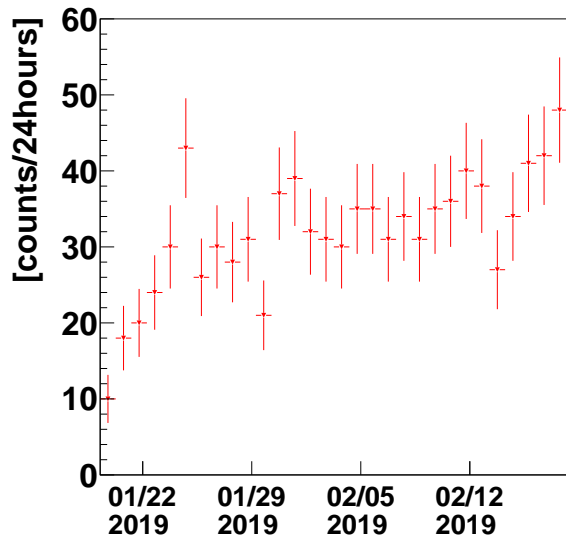


図 D.0.3: 測定 2 のカウントレートの時間推移

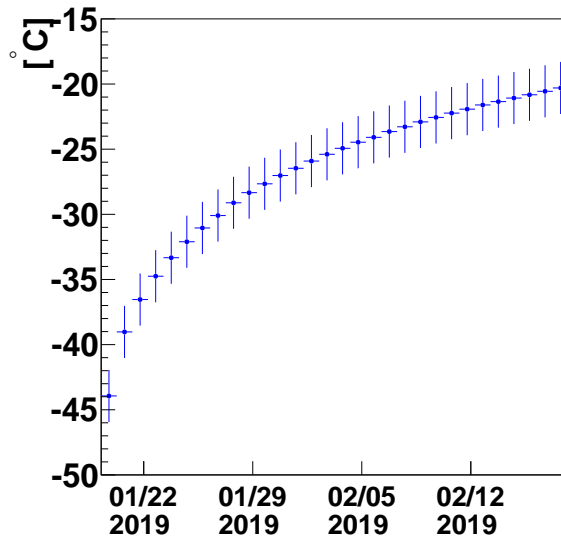


図 D.0.4: 測定 2 の露点温度の時間推移

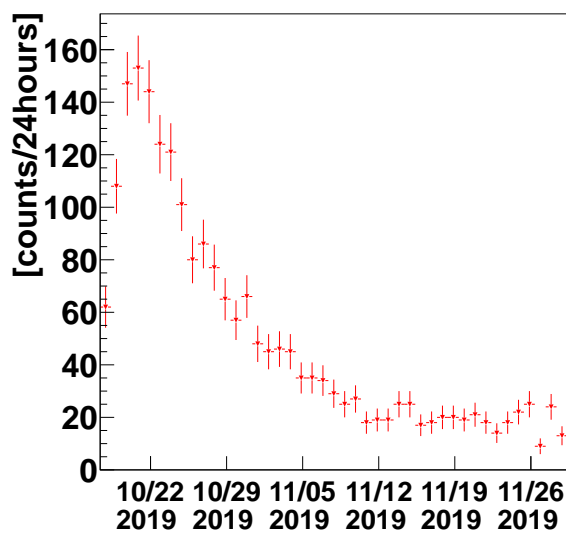


図 D.0.5: 測定 3 のカウントレートの時間推移

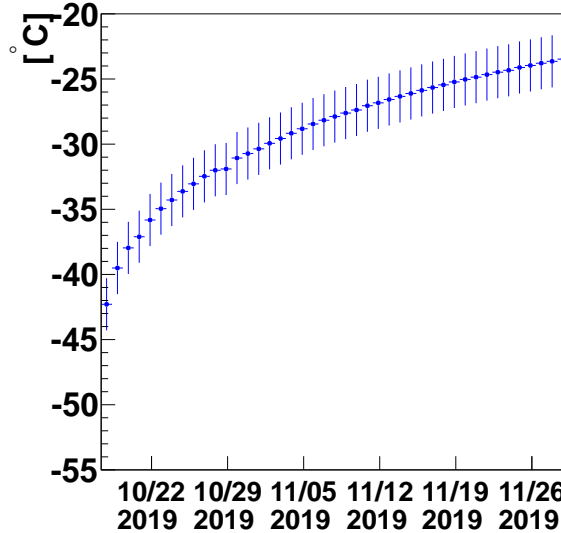


図 D.0.6: 測定 3 の露点温度の時間推移

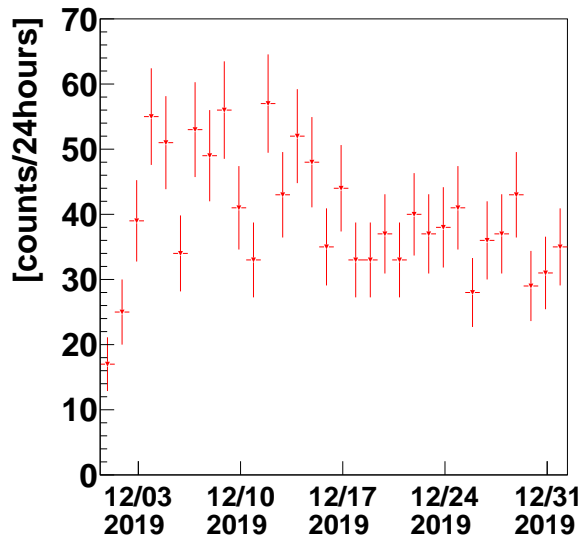


図 D.0.7: 測定 4 のカウントレートの時間推移

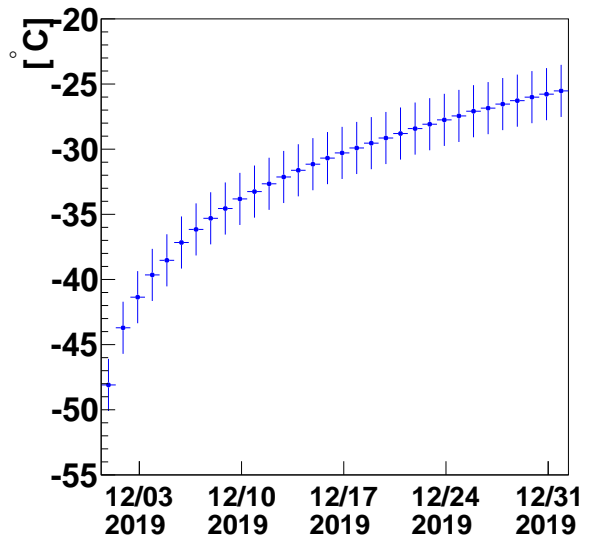


図 D.0.8: 測定 4 の露点温度の時間推移

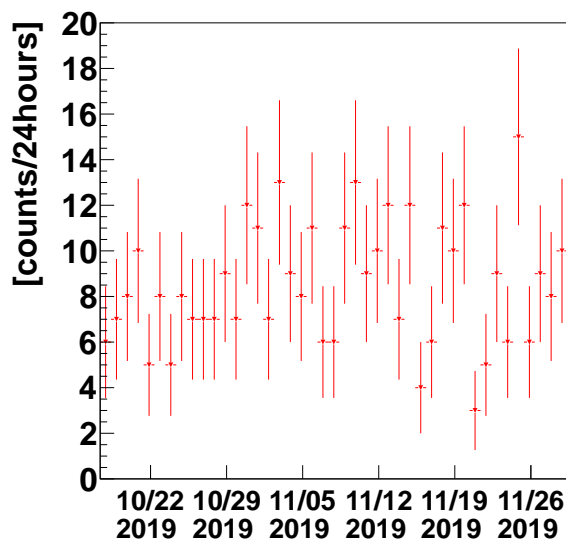


図 D.0.9: 測定 5 のカウントレートの時間推移

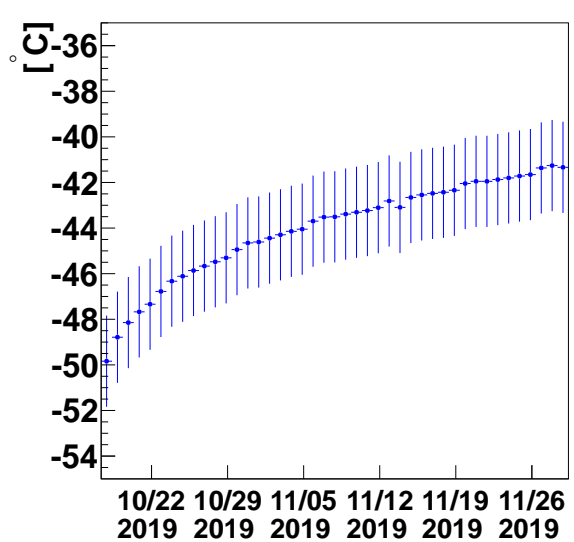


図 D.0.10: 測定 5 の露点温度の時間推移

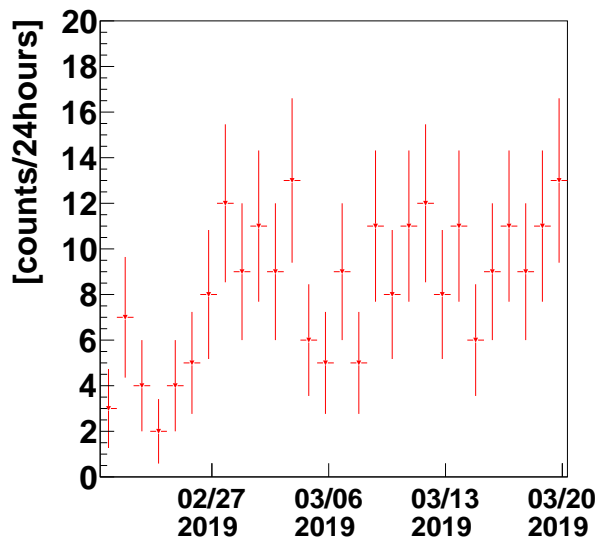


図 D.0.11: 測定 6 のカウントレートの時間推移

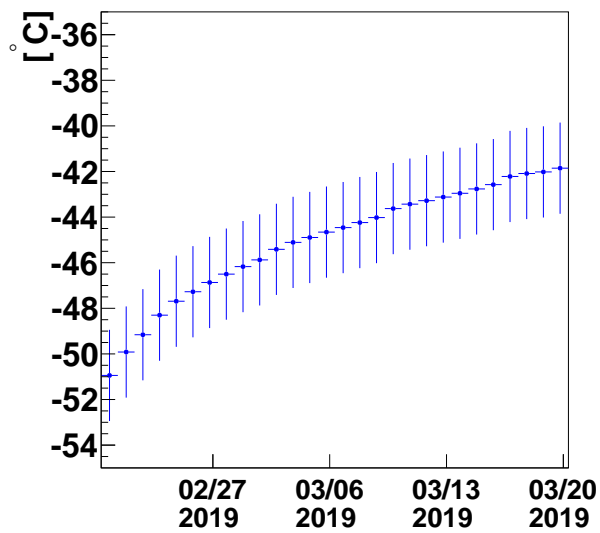


図 D.0.12: 測定 6 の露点温度の時間推移

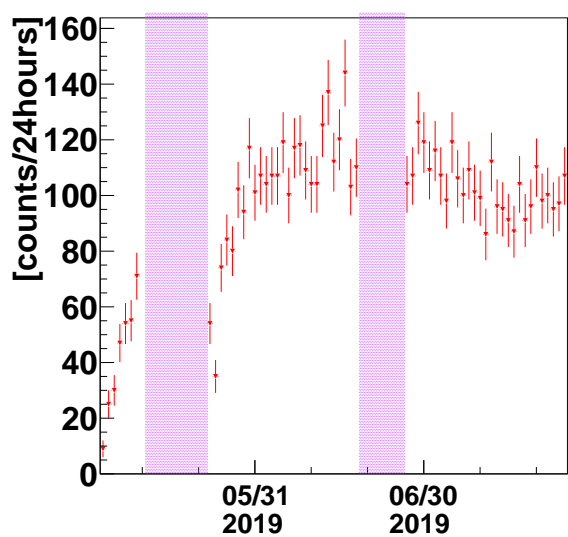


図 D.0.13: 測定 7 のカウントレートの時間推移

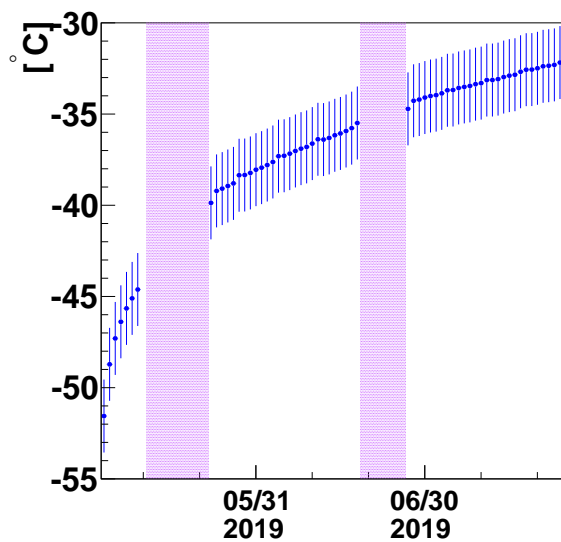


図 D.0.14: 測定 7 の露点温度の時間推移

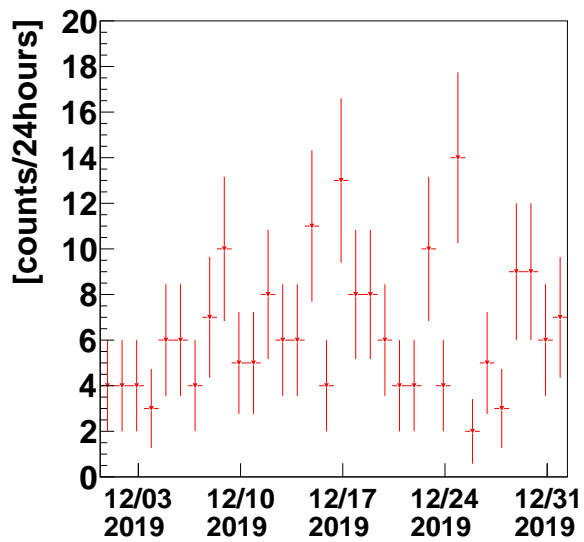


図 D.0.15: 測定 8 のカウントレートの時間推移

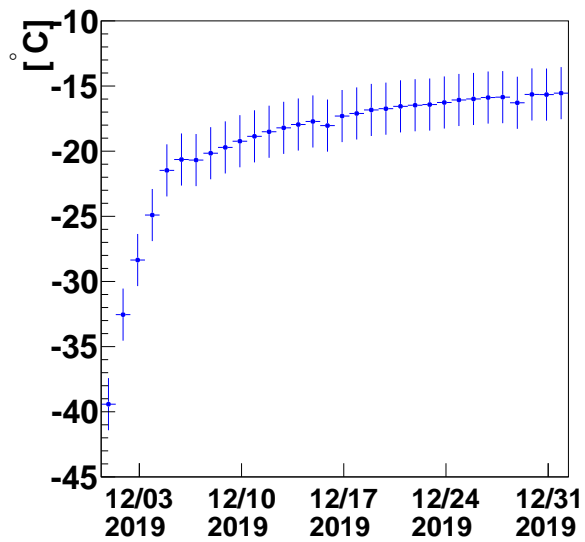


図 D.0.16: 測定 8 の露点温度の時間推移

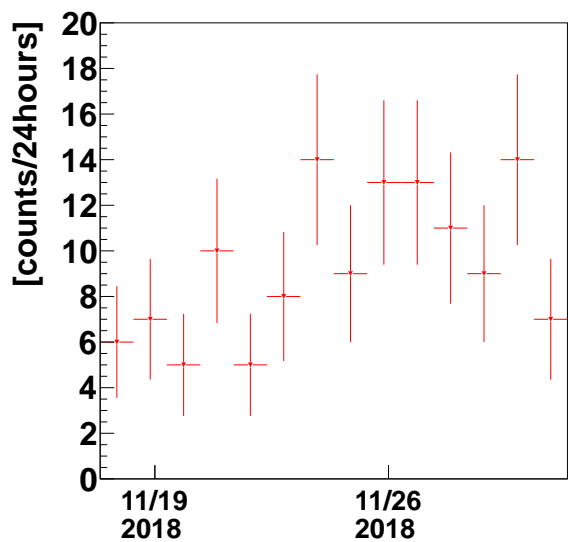


図 D.0.17: BG1 のカウントレートの時間推移

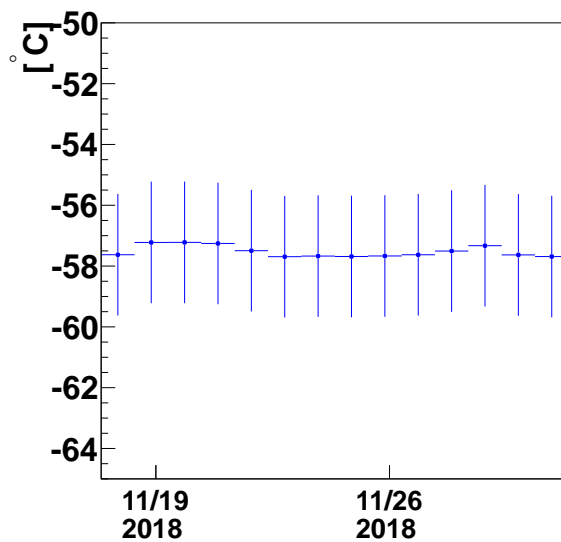


図 D.0.18: BG1 の露点温度の時間推移

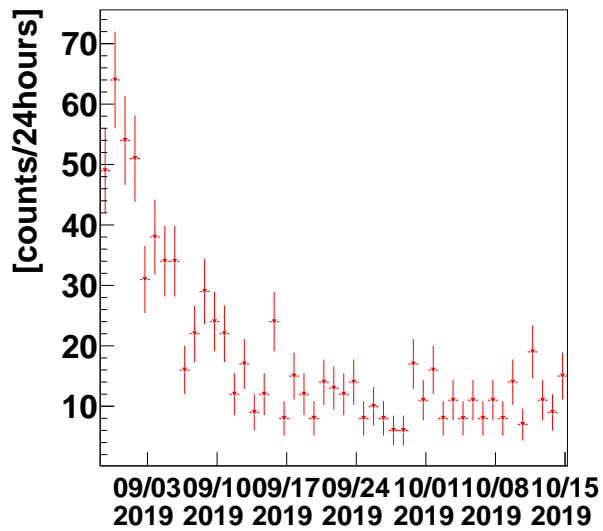


図 D.0.19: BG2 のカウントレートの時間推移

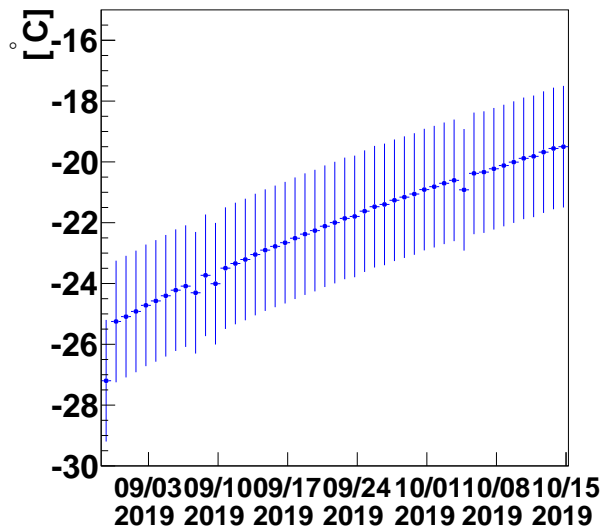


図 D.0.20: BG2 の露点温度の時間推移

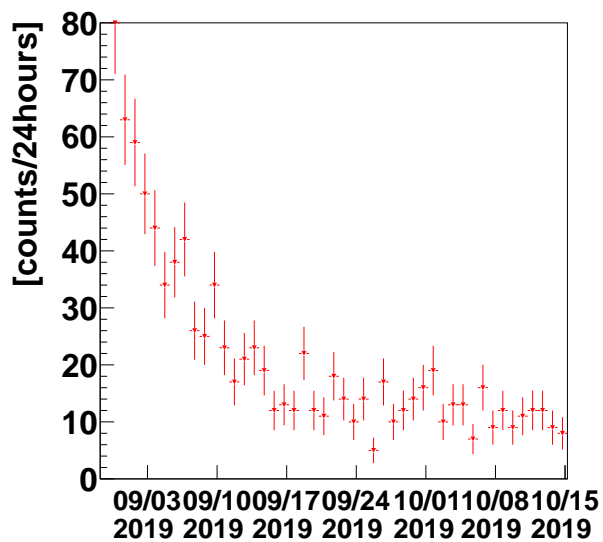


図 D.0.21: BG3 のカウントレートの時間推移

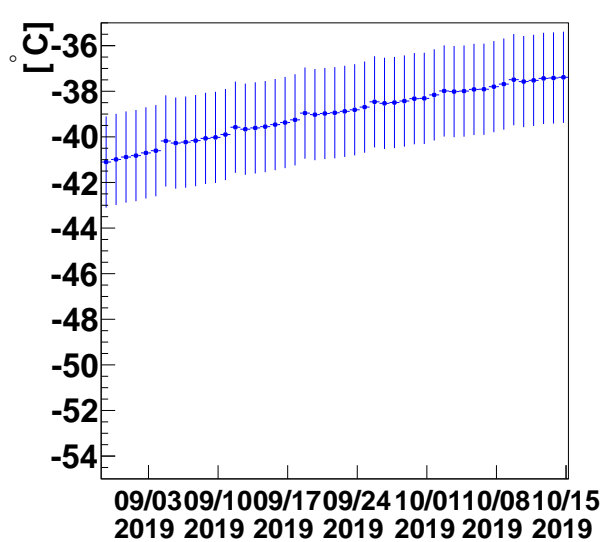


図 D.0.22: BG3 の露点温度の時間推移

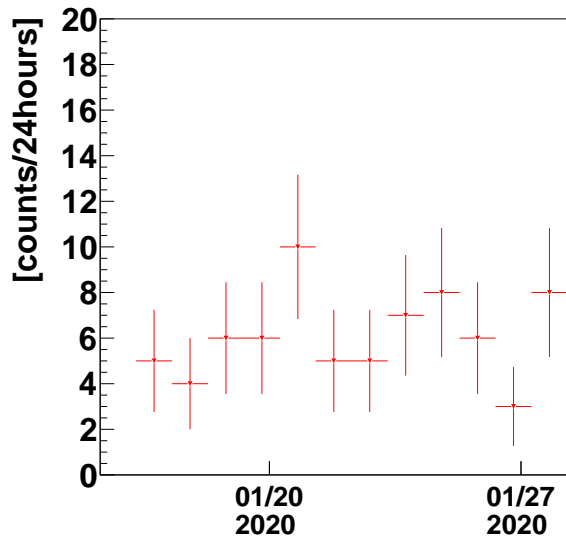


図 D.0.23: BG4 のカウントレートの時間推移

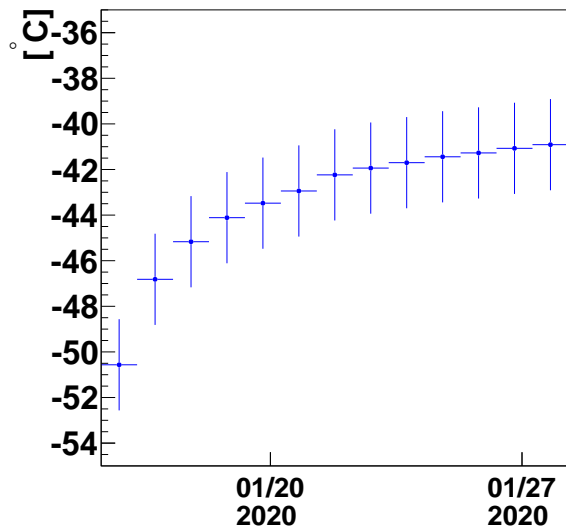


図 D.0.24: BG4 の露点温度の時間推移

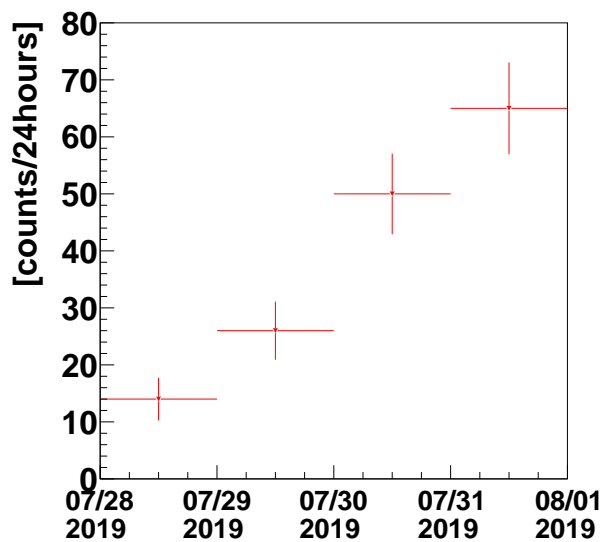


図 D.0.25: BG5 のカウントレートの時間推移

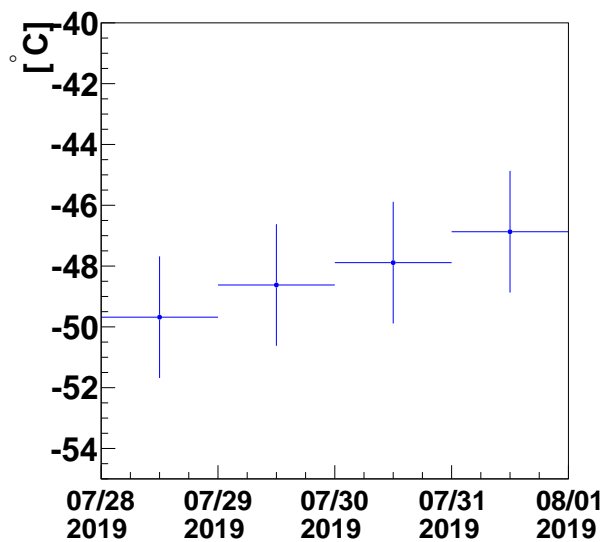


図 D.0.26: BG5 の露点温度の時間推移

参考文献

- [1] The Astronomical Society of Japan, ed. *Review of elementary particles in Standard Model*. cited from “Astronomy dictionary”, <http://astro-dic.jp/elementary-particle/>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [2] Nota di Enrico Fermi. “An attempt to a β rays theory”. In: *La Ricerca Scientifica* 2.12 (1933).
- [3] CL Cowan et al. “COWAN 1956”. In: *Science* 124 (1956), p. 103.
- [4] G. Danby et al. “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”. In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1 July 1962), pp. 36–44. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.36. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [5] B. Adeva, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez, et al. “A precision measurement of the number of neutrino species”. In: *Physics Letters B* 249.2 (1990), pp. 341–352. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)91267-F](https://doi.org/10.1016/0370-2693(90)91267-F). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939091267F> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [6] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, et al. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (8 Aug. 1998), pp. 1562–1567. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.1562. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [7] V. N. Aseev et al. “Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment”. In: *Phys. Rev. D* 84 (11 Dec. 2011), p. 112003. DOI: 10.1103/PhysRevD.84.112003. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.112003> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [8] M. Aker et al. “Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN”. In: *Phys. Rev. Lett.* 123 (22 Nov. 2019), p. 221802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.221802. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.221802> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [9] Peter Minkowski. “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 10^9 muon decays?” In: *Physics Letters B* 67.4 (1977), pp. 421–428. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90435-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90435-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026937790435X> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [10] Murray Gell-Mann, Pierre Ramond, and Richard Slansky. “Complex Spinors and Unified Theories”. In: *Conf. Proc. C790927* (1979), pp. 315–321. arXiv: 1306.4669 [hep-th].
- [11] Rabindra N. Mohapatra and Goran Senjanovi ć. “Neutrino Mass and Spontaneous Parity Non-conservation”. In: *Phys. Rev. Lett.* 44 (14 Apr. 1980), pp. 912–915. DOI: 10.1103/PhysRevLett.

- 44.912. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.44.912> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [12] John N. Bahcall and Roger K. Ulrich. “Solar models, neutrino experiments, and helioseismology”. In: *Rev. Mod. Phys.* 60 (2 Apr. 1988), pp. 297–372. DOI: 10.1103/RevModPhys.60.297. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.60.297> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [13] John N. Bahcall. “Line versus continuum solar neutrinos”. In: *Phys. Rev. D* 41 (10 May 1990), pp. 2964–2966. DOI: 10.1103/PhysRevD.41.2964. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.41.2964> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [14] John N. Bahcall. “ ^7Be solar neutrino line: A reflection of the central temperature distribution of the Sun”. In: *Phys. Rev. D* 49 (8 Apr. 1994), pp. 3923–3945. DOI: 10.1103/PhysRevD.49.3923. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.49.3923> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [15] John N. Bahcall et al. “Standard neutrino spectrum from ^8B decay”. In: *Phys. Rev. C* 54 (1 July 1996), pp. 411–422. DOI: 10.1103/PhysRevC.54.411. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.54.411> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [16] John N. Bahcall. “Solar Neutrino Cross Sections and Nuclear Beta Decay”. In: *Phys. Rev.* 135 (1B July 1964), B137–B146. DOI: 10.1103/PhysRev.135.B137. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.135.B137> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [17] V.A. Kuzmin. “Neutrino production in the $3\text{He}(p, e+\nu)4\text{He}$ reaction in solar interiors”. In: *Physics Letters* 17.1 (1965), pp. 27–28. ISSN: 0031-9163. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(65\)90632-3](https://doi.org/10.1016/0031-9163(65)90632-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916365906323> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [18] L. C. Stonehill, J. A. Formaggio, and R. G. H. Robertson. “Solar neutrinos from CNO electron capture”. In: *Phys. Rev. C* 69 (1 Jan. 2004), p. 015801. DOI: 10.1103/PhysRevC.69.015801. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.015801> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [19] F.L. Villante. “ecCNO solar neutrinos: A challenge for gigantic ultra-pure liquid scintillator detectors”. In: *Physics Letters B* 742 (2015), pp. 279–284. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.01.043>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315000532> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [20] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. “New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes”. In: *The Astrophysical Journal* 621.1 (Jan. 2005), pp. L85–L88. DOI: 10.1086/428929. URL: <https://doi.org/10.1086%2F428929> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [21] D. Bravo et al. “Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos”. In: *Nature* 562.7728 (2018), pp. 505–510. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/s41586-018-0624-y. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0624-y> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [22] Raymond Davis, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. “Search for Neutrinos from the Sun”. In: *Phys. Rev. Lett.* 20 (21 May 1968), pp. 1205–1209. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1205. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.1205> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [23] Raymond Davis. “A review of the homestake solar neutrino experiment”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 32 (1994), pp. 13–32. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/>

- 0146-6410(94)90004-3. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641094900043> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [24] Eugene W. Beier. “THE KAMIOKANDE-II DETECTOR”. In: *7th Workshop on Grand Unification: ICOBAN 86 Toyama, Japan, April 16-18, 1986*. 1986.
- [25] K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, et al. “Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A”. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (14 Apr. 1987), pp. 1490–1493. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1490. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1490> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [26] A. I. Abazov, O. L. Anosov, E. L. Faizov, et al. “Search for neutrinos from the Sun using the reaction ${}^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$ ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (24 Dec. 1991), pp. 3332–3335. DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.3332. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.3332> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [27] J.N. Abdurashitov et al. “Results from SAGE (The Russian-American gallium solar neutrino experiment)”. In: *Physics Letters B* 328.1 (1994), pp. 234–248. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(94\)90454-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)90454-5). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269394904545> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [28] P Anselmann, R Fockenbrock, W Hampel, et al. “First results from the ${}^{51}\text{Cr}$ neutrino source experiment with the GALLEX detector”. In: *Physics Letters B* 342.1 (1995), pp. 440–450. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(94\)01586-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)01586-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269394015862> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [29] F. Kaether et al. “Reanalysis of the Gallex solar neutrino flux and source experiments”. In: *Physics Letters B* 685.1 (2010), pp. 47–54. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.01.030>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269310000729> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [30] S. Fukuda, Y. Fukuda, M. Ishitsuka, et al. “Solar ${}^8\text{B}$ and hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data”. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (25 June 2001), pp. 5651–5655. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.5651. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.5651> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [31] K. Abe, Y. Haga, Y. Hayato, et al. “Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-IV”. In: *Phys. Rev. D* 94 (5 Sept. 2016), p. 052010. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.052010. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.052010> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [32] J Boger, R.L Hahn, J.K Rowley, et al. “The Sudbury Neutrino Observatory”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 449.1 (2000), pp. 172–207. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01469-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01469-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299014692> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [33] Nick Jelley, Arthur B. McDonald, and R.G. Hamish Robertson. “The Sudbury Neutrino Observatory”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 59.1 (2009), pp. 431–465. DOI: 10.1146/annurev.nucl.55.090704.151550. eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev>.

- nucl.55.090704.151550. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151550> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [34] K. Eguchi et al. “High Sensitivity Search for $\bar{\nu}_e$ ’s from the Sun and Other Sources at KamLAND”. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (7 Feb. 2004), p. 071301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.071301. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.071301> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [35] S. Abe, K. Furuno, A. Gando, et al. “Measurement of the ^8B solar neutrino flux with the KamLAND liquid scintillator detector”. In: *Phys. Rev. C* 84 (3 Sept. 2011), p. 035804. DOI: 10.1103/PhysRevC.84.035804. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.035804> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [36] G. Alimonti, C. Arpesella, H. Back, et al. “The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 600.3 (2009), pp. 568–593. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.11.076>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020801601X> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [37] C. Arpesella, G. Bellini, J. Benziger, et al. “First real time detection of ^7Be solar neutrinos by Borexino”. In: *Physics Letters B* 658.4 (2008), pp. 101–108. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.09.054>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307011732> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [38] Georg G Raffelt. *Stars as laboratories for fundamental physics: The astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*. University of Chicago press, 1996. ISBN: 9780226702728.
- [39] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. In: *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (Nov. 1962), pp. 870–880. ISSN: 0033-068X. DOI: 10.1143/PTP.28.870. eprint: <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/28/5/870/5258750/28-5-870.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1143/PTP.28.870> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [40] B. Pontecorvo. “Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge”. In: *Sov. Phys. JETP* 26 (1968). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.53,1717(1967)], pp. 984–988.
- [41] V. Gribov and B. Pontecorvo. “Neutrino astronomy and lepton charge”. In: *Physics Letters B* 28.7 (1969), pp. 493–496. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(69\)90525-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(69)90525-5). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269369905255> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [42] Ivan Esteban et al. “Global analysis of three-flavour neutrino oscillations: synergies and tensions in the determination of θ_{23} , δ_{CP} , and the mass ordering”. In: *Journal of High Energy Physics* 2019.1 (Jan. 2019). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep01(2019)106. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01\(2019\)106](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01(2019)106) (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [43] I. Esteban, M.C. Gonzalez-Garcia, A. Hernandez-Cabezudo, et al. *NuFIT*. URL: <http://www.nu-fit.org/>. (Accessed on Feb. 7, 2020).

- [44] Japan Radioisotope Association, ed. *Radioisotope Pocket Data Book*. https://atomica.jaea.go.jp/data/fig/fig_pict_08-01-03-12-07.html. Maruzen, July 2002, p. 13. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [45] Royal Society of Chemistry, ed. *Radon - Element information, properties and uses — Periodic Table*. URL: <https://www.rsc.org/periodic-table/element/86/radon>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [46] K. Abe et al. “Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector”. In: *Phys. Rev. D* 96 (9 Nov. 2017), p. 092006. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.092006. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.092006> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [47] S. Fukuda et al. “The Super-Kamiokande detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 501.2 (2003), pp. 418–462. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00425-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00425-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020300425X> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [48] Yuuki Nakano. “8B solar neutrino spectrum measurement using Super-Kamiokande IV”. PhD thesis. U. Tokyo (main). URL: http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2016/doc_thesis_naknao.pdf (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [49] G. Pronost et al. “Development of new radon monitoring systems in the Kamioka mine”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2018.9 (Sept. 2018). 093H01. ISSN: 2050-3911. DOI: 10.1093/ptep/pty091. eprint: <http://oup.prod.sis.lan/ptep/article-pdf/2018/9/093H01/25845561/pty091.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/pty091> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [50] Michikuni SHIMO et al. “Experimental Study of Charcoal Adsorptive Technique for Measurement of Radon in Air”. Japanese. In: *the Atomic Energy Society of Japan* 25.7 (1983), pp. 562–570. DOI: 10.3327/jaesj.25.562. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [51] Y. Nakano et al. “Measurement of radon concentration in Super-Kamiokande’s buffer gas”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 867 (2017), pp. 108–114. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.04.037>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217305004> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [52] A. Suzuki et al. “Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 329.1 (1993), pp. 299–313. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90949-I](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90949-I). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029390949I> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [53] R. Becker-Szendy, R.M. Bionta, C.B. Bratton, et al. “Calibration of the IMB detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 352.3 (1995), pp. 629–639. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/>

- 10.1016/0168-9002(95)90018-7. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900295900187> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [54] HAMAMATSU PHOTONICS K.K., ed. *LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES catalog*. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/LARGE_AREA_PMT_TPMH1376E.pdf. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [55] Hamamatsu Photonics K.K. Editorial Committee. *PHOTOMULTIPLIER TUBES Basics and Applications*. 4th ed. Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Division, Apr. 2017. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v4J.pdf (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [56] K. Abe et al. “Hyper-Kamiokande Design Report”. In: (2018). arXiv: 1805.04163 [physics.ins-det]. URL: <https://arxiv.org/abs/1805.04163> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [57] Super-Kamiokande Collaboration, ed. *Super-Kamiokande homepage — About PMT*. URL: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/pmt.html>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [58] K. Abe et al. “Calibration of the Super-Kamiokande detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 737 (2014), pp. 253–272. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.081>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021301646X> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [59] Alexey Bashkatov and Elina Genina. “Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: A simple approximation”. In: *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 5068 (Oct. 2003). DOI: 10.1117/12.518857. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [60] Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration, ed. *Hyper-Kamiokande homepage*. URL: <http://www.hyper-k.org/>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [61] M. Fukugita and T. Yanagida. “Barygenesis without grand unification”. In: *Physics Letters B* 174.1 (1986), pp. 45–47. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91126-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91126-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269386911263> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [62] Steven Weinberg. “A Model of Leptons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (21 Nov. 1967), pp. 1264–1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [63] A. Salam and J.C. Ward. “Electromagnetic and weak interactions”. In: *Physics Letters* 13.2 (1964), pp. 168–171. ISSN: 0031-9163. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)90711-5](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90711-5). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364907115> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [64] Sheldon L. Glashow. “Partial-symmetries of weak interactions”. In: *Nuclear Physics* 22.4 (1961), pp. 579–588. ISSN: 0029-5582. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [65] K. Abe et al. “Search for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ in 0.31 megaton · years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector”. In: *Phys. Rev. D* 95 (1 Jan. 2017),

- p. 012004. DOI: 10.1103/PhysRevD.95.012004. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.012004> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [66] K. Abe et al. “Search for proton decay via $p \rightarrow \nu K^+$ using 260 kiloton · year data of Super-Kamiokande”. In: *Phys. Rev. D* 90 (7 Oct. 2014), p. 072005. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.072005. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.90.072005> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [67] Stephane Zsoldos. “Large Area Photo-Detection System Using 3-inch PMTs for the Hyper-Kamiokande Outer Detector”. In: *Proceedings of the 5th International Workshop on New Photon-Detectors (PD18)* (Nov. 2019). DOI: 10.7566/JPSCP.27.011018. URL: <http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.27.011018> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [68] VAISALA, ed. *DMT152 Dew Point Transmitter Datasheet*. URL: <https://www.vaisala.com/sites/default/files/documents/CEN-G-DMT152-Datasheet-B210750JA.pdf>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [69] VAISALA, ed. *DMT340 Series Dew Point and Temperature Transmitters Datasheet*. URL: <https://www.vaisala.com/sites/default/files/documents/DMT340-Series-Datasheet-B210952JA.pdf>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [70] Swagelok, ed. *Pressure Gauges, Ultrahigh-Purity and Clean Dry Air—PGU and PGC Series catalog*. URL: <https://www.swagelok.co.jp/downloads/webcatalogs/jp/MS-02-163.pdf>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [71] Nagano keiki, ed. *GC31 Digital Pressure Gauge catalog*. URL: http://products.naganokeiki.co.jp/assets/files/1130/C-GC31E_5P20170630.pdf. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [72] Nagano keiki, ed. *ZT67 Compact Digital Pressure Gauge for Semiconductor Industry catalog*. URL: <http://products.naganokeiki.co.jp/assets/files/1148/ZT67J20181120.pdf>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [73] TOFLO CORPORATION, ed. *FM-PG Series catalog*. URL: http://www.tofco.jp/pdf/g_fm-pg.pdf. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [74] SMC Corporation, ed. *PFM Series catalog*. URL: https://www.smcworld.com/catalog/ja/switch_sensor/PFM/6-8-p0207-0251-pfm/data/6-8-p0207-0251-pfm.pdf. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [75] AS ONE Corporation, ed. *Z-7002-05A catalog*. URL: <https://axel.as-1.co.jp/asone/d/2-941-01/?print=true&pdf=true>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [76] Enomoto Micro Pump Mfg. Co., Ltd., ed. *MX-808ST-S products information*. URL: http://www.emp.co.jp/products/motor-drive_air/mx-808st-s.html. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [77] C. Mitsuda et al. “Development of super-high sensitivity radon detector for the Super-Kamiokande detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 497.2 (2003), pp. 414–428. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01923-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01923-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020201923X> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [78] K. Hosokawa et al. “Development of a high-sensitivity 80L radon detector for purified gases”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2015.3 (Mar. 2015). 033H01. ISSN: 2050-3911. DOI: 10.1093/ptep/ptv018. eprint: <http://oup.prod.sis.lan/ptep/article-pdf/2015/3/>

- 033H01/19301884/ptv018.pdf. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptv018> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [79] HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Solid State Division, ed. *Si PIN photodiode — S3204/S3584 series*. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s3204-08_etc_kpin1051j.pdf. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [80] Hamamatsu Photonics K.K. Solid State Division. *Photosemiconductor handbook — Chapter 2 — Si photodiode*. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/02_handbook.pdf. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [81] *Wiring Pi, GPIO Interface library for the Raspberry Pi*. (Available at: <http://wiringpi.com/>). (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [82] Kai Dee. Chu and Philip K. Hopke. “Neutralization kinetics for polonium-218”. In: *Environmental Science & Technology* 22.6 (1988). PMID: 22182168, pp. 711–717. DOI: 10.1021/es00171a016. eprint: <https://doi.org/10.1021/es00171a016>. URL: <https://doi.org/10.1021/es00171a016> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [83] P Pagelkopf and J Porstendörfer. “Neutralisation rate and the fraction of the positive 218Po-clusters in air”. In: *Atmospheric Environment* 37.8 (2003), pp. 1057–1064. ISSN: 1352-2310. DOI: [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(02\)00997-4](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(02)00997-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231002009974> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [84] A. Kramida et al. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1), [Online]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2020, January 12]. 2019.
- [85] Russell D. Johnson III, ed. *NIST Computational Chemistry Comparison and Benchmark Database*. NIST Standard Reference Database Number 101, [Online]. National Institute of Standards and Technology. Available: <https://cccbdb.nist.gov/introx.asp> [2020, January 13], DOI:10.18434/T47C7Z. Aug. 2019.
- [86] V Dankelmann, A Reineking, and J Porstendörfer. “Determination of Neutralisation Rates of 218Po Ions in Air”. In: *Radiation protection dosimetry* 94 (Feb. 2001), pp. 353–7. DOI: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a006510. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [87] Vaisala Oyj. *HUMIDITY CONVERSION FORMULAS Calculation formulas for humidity*. URL: https://www.vaisala.com/sites/default/files/documents/Humidity_Conversion_Formulas_B210973JA-F.pdf. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [88] Wolfgang Wagner et al. “New Equations for the Sublimation Pressure and Melting Pressure of H_2O Ice Ih”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 40.4 (2011), p. 043103. DOI: 10.1063/1.3657937. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.3657937>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.3657937> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [89] Hamamatsu Photonics K.K., ed. *Exploring neutrinos: Why Hamamatsu? — Hamamatsu Photonics*. URL: <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/why-hamamatsu/academic-projects/exploring-neutrinos/index.html>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [90] Kodai Okamoto et al. “A Study to Reduce Backgrounds of the Hyper-Kamiokande Photodetector”. In: *Proceedings of the 5th International Workshop on New Photon-Detectors (PD18)*. DOI: 10.

- 7566/JPSCP.27.012007. eprint: <https://journals.jps.jp/doi/pdf/10.7566/JPSCP.27.012007>. URL: <https://journals.jps.jp/doi/abs/10.7566/JPSCP.27.012007> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [91] Xin Qian and Jen-Chieh Peng. “Physics with reactor neutrinos”. In: *Reports on Progress in Physics* 82.3 (Feb. 2019), p. 036201. DOI: 10.1088/1361-6633/aae881. URL: <https://doi.org/10.1088/2F1361-6633%2Faae881> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [92] Xinheng Guo et al. “A Precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya-Bay”. In: (2007). arXiv: hep-ex/0701029 [hep-ex]. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [93] F. P. An et al. “Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay”. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (17 Apr. 2012), p. 171803. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.171803. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.171803> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [94] J. K. Ahn et al. “RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang”. In: (2010). arXiv: 1003.1391 [hep-ex]. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [95] J. K. Ahn et al. “Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment”. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (19 May 2012), p. 191802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.191802. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.191802> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [96] F. Ardellier et al. “Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13} ”. In: (2006). arXiv: hep-ex/0606025 [hep-ex]. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [97] Y. Abe et al. “Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment”. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (13 Mar. 2012), p. 131801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.131801. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.131801> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [98] A. Gando, Y. Gando, K. Ichimura, et al. “Constraints on θ_{13} from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at KamLAND”. In: *Phys. Rev. D* 83 (5 Mar. 2011), p. 052002. DOI: 10.1103/PhysRevD.83.052002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.83.052002> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [99] O. Smirnov. “Experimental aspects of geoneutrino detection: Status and perspectives”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 109 (2019), p. 103712. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnnp.2019.103712>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S014664101930047X> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [100] John Huw Davies and David Rhodri Davies. “Earth’s surface heat flux”. In: *Solid Earth* 1.1 (2010), pp. 5–24. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [101] Y. Gando A.and Gando, K. Ichimura, and an others. “Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements”. In: *Nature Geoscience* 4.9 (2011), pp. 647–651. ISSN: 1752-0908. DOI: 10.1038/ngeo1205. URL: <https://doi.org/10.1038/ngeo1205> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [102] M. Agostini et al. “Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino”. In: *Phys. Rev. D* 101 (1 Jan. 2020), p. 012009. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.012009. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.101.012009> (Accessed on Feb. 7, 2020).

- [103] Fermi National Accelerator Laboratory — Managed by Fermi Research Alliance, LLC for the U.S. Department of Energy Office of Science — Security, Privacy, Legal, ed. *all things neutrino*. URL: <https://neutrinos.fnal.gov/>. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [104] A.A. Aguilar-Arevalo et al. “The MiniBooNE detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 599.1 (2009), pp. 28–46. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.10.028>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208015404> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [105] A. A. Aguilar-Arevalo et al. “Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations”. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (18 Oct. 2010), p. 181801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.181801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.181801). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.181801> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [106] L. Aliaga et al. “Design, calibration, and performance of the MINERvA detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 743 (2014), pp. 130–159. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.12.053>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214000035> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [107] E. Valencia et al. “Constraint of the MINERvA medium energy neutrino flux using neutrino-electron elastic scattering”. In: *Phys. Rev. D* 100 (9 Nov. 2019), p. 092001. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.092001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.092001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.092001> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [108] K. Abe, J. Amey, C. Andreopoulos, et al. “Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector”. In: *Phys. Rev. D* 96 (9 Nov. 2017), p. 092006. DOI: [10.1103/PhysRevD.96.092006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.092006). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.092006> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [109] P. Adamson et al. “First Measurement of Electron Neutrino Appearance in NOvA”. In: *Phys. Rev. Lett.* 116 (15 Apr. 2016), p. 151806. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.151806](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.151806). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.151806> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [110] M. A. Acero et al. “First measurement of neutrino oscillation parameters using neutrinos and antineutrinos by NOvA”. In: *Phys. Rev. Lett.* 123 (15 Oct. 2019), p. 151803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.151803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.151803). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.151803> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [111] N. Agafonova et al. “Discovery of τ Neutrino Appearance in the CNGS Neutrino Beam with the OPERA Experiment”. In: *Phys. Rev. Lett.* 115 (12 Sept. 2015), p. 121802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.115.121802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.121802). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.121802> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [112] N. Agafonova et al. “Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam”. In: *Phys. Rev. Lett.* 120 (21 May 2018), p. 211801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.211801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.211801). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.211801> (Accessed on Feb. 7, 2020).

- [113] D. G. Michael et al. “Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam”. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (19 Nov. 2006), p. 191801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.191801. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.191801> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [114] P. Adamson et al. “Improved Search for Muon-Neutrino to Electron-Neutrino Oscillations in MINOS”. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (18 Oct. 2011), p. 181802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.181802. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.181802> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [115] K. Abe et al. “Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector”. In: *Phys. Rev. D* 96 (9 Nov. 2017), p. 092006. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.092006. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.092006> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [116] E. Richard et al. “Measurements of the atmospheric neutrino flux by Super-Kamiokande: Energy spectra, geomagnetic effects, and solar modulation”. In: *Phys. Rev. D* 94 (5 Sept. 2016), p. 052001. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.052001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.052001> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [117] T. Futagami, Y. Fukuda, T. Hayakawa, et al. “Observation of the East-West Anisotropy of the Atmospheric Neutrino Flux”. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (26 June 1999), pp. 5194–5197. DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.5194. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.5194> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [118] M. G. Aartsen et al. “The IceCube Neutrino Observatory Part II: Atmospheric and Diffuse UHE Neutrino Searches of All Flavors”. In: *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*. 2013. arXiv: 1309.7003 [astro-ph.HE]. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [119] Ken’ichiro Nakazato et al. “SPECTRUM OF THE SUPERNOVA RELIC NEUTRINO BACKGROUND AND METALLICITY EVOLUTION OF GALAXIES”. In: *The Astrophysical Journal* 804.1 (May 2015), p. 75. DOI: 10.1088/0004-637x/804/1/75. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/804/1/75> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [120] K. Bays et al. “Supernova relic neutrino search at Super-Kamiokande”. In: *Phys. Rev. D* 85 (5 Mar. 2012), p. 052007. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.052007. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.052007> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [121] T. Morii, Lim C S, and S N Mukherjee. *The physics of the Standard Model and beyond*. Singapore: World Scientific, 2004. URL: <http://cds.cern.ch/record/599043>.
- [122] Spandan Mondal. *Physics of Neutrino Oscillation*. 2015. arXiv: 1511.06752 [physics.gen-ph]. (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [123] M. C. Gonzalez-Garcia and Yosef Nir. “Neutrino masses and mixing: evidence and implications”. In: *Rev. Mod. Phys.* 75 (2 Mar. 2003), pp. 345–402. DOI: 10.1103/RevModPhys.75.345. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.75.345> (Accessed on Feb. 7, 2020).

- [124] L. Wolfenstein. “Neutrino oscillations in matter”. In: *Phys. Rev. D* 17 (9 May 1978), pp. 2369–2374. DOI: 10.1103/PhysRevD.17.2369. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.17.2369> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [125] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov. “Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos”. In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 42 (1985). [*Yad. Fiz.*42,1441(1985); ,305(1986)], pp. 913–917.
- [126] A. Yu Mikheyev S. P.and Smirnov. “Resonant amplification of n oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy”. In: *Il Nuovo Cimento C* 9.1 (1986), pp. 17–26. ISSN: 0390-5551. DOI: 10.1007/BF02508049. URL: <https://doi.org/10.1007/BF02508049> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [127] L. D. LANDAU. “Zur Theorie der Energieubertragung II”. In: *Z. Sowjetunion* 2 (1932), pp. 46–51. URL: <https://ci.nii.ac.jp/naid/10011873546/>.
- [128] Clarence Zener and Ralph Howard Fowler. “Non-adiabatic crossing of energy levels”. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 137.833 (1932), pp. 696–702. DOI: 10.1098/rspa.1932.0165. eprint: <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1932.0165>. URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1932.0165> (Accessed on Feb. 7, 2020).
- [129] Nuclear Data Center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA), ed. *Tables of Nuclear Data*. URL: <https://wwwndc.jaea.go.jp/NuC/>. (Accessed on Feb. 7, 2020).

謝辞

本研究は多くの方々のご協力があって初めて成しえたものでした。この場でお世話になった方々に感謝申し上げます。

竹内康雄先生は私の指導教員として2年間面倒を見ていただきました。修士1年の始めにスーパーカミオカンデグループに受け入れていただいて以来、右も左も分からずあらゆることを頻繁にお尋ねしましたが、いかなる状況でも丁寧に教えていただき、心配性な私にとって一歩ずつ安心して進むことが出来ました。なかなかスムーズに物事を進めない私の様子を見て、もどかしい思いをされることも多々あったことかと思いますが、辛抱強く最後まで私のやり方にお付き合いいただきありがとうございました。竹内先生が仰っていたスーパーカミオカンデグループでは何でもできるという言葉の通り、他の研究者と協力しながら自由に様々なことが出来るという環境を提供していただいたことも、私らしく研究を進める上で大変ありがたいものでした。本研究を立ち上げてからは、ご自身の仕事の合間を縫って休日にも関わらず私と一緒に作業をしていただけたのはただただ恐縮でした。その際には夕食をご馳走していただくことがあったことも忘れてはなりません。たびたび開かれたお酒の席で笑顔でお話されている様子は私に安らぎを与えていただきました。神戸では恐らく一段落するまでお仕事をされていたのだと思いますが、夜遅くまで居室の電気が点いているのを何度もお見掛けしました。その度にもっと頑張らないと気を引き締めることもできました。研究室から帰るタイミングが重なった時には駅まで送っていただくこともありました。京都から通っていた私にとってたとえ短い距離でも大変助かりました。2年間の研究生生活の振り返れば竹内先生の懐の深さと知識と経験に基づいた指導がなければ、私は修士論文という形で成果をまとめるまでたどり着くことは出来なかったと思います。心から感謝いたします。

矢野孝臣先生は本研究の神岡現地スタッフとして現地での作業を数多く手伝っていただきました。作成したラドン放出率測定装置は非常に大きいことから必ずどなたかの手を借りる必要がありました。測定を行うごとに作業が必要なため、お手をお借りすべく急なお願いやご相談を多々いたしました。いかなる時にもすぐに快く対応していただきました。矢野さんのご協力なしでは様々な測定を滞りなく行うことは出来ませんでした。大変感謝しております。また測定結果に対するラドンの研究をされていない方としての意見も私の測定結果の理解を深める上で重要なものでした。神戸にいらっしゃったときから面倒を見ていただいています。神岡に異動されてから痩せられたように見えるのが印象的でした。非常に多くのお仕事を抱えていらっしゃることと思いますが、お体に気を付けて研究なさってください。鈴木州先生は本研究では実験の立ち上げにご協力いただきました。また研究や講義では何気なく見過ごしてしまうような点について何度か指摘いただいたのは自分の甘さに気づく良いきっかけとなりました。中野佑樹さんは本研究に対する助言を何度もいただきました。本研究に関連するラドンの研究をされている先人としていただく助言は私が研究を進める上で大変有意義なものでした。またスーパーカミオカンデの改修中はご自身で使われていたラドン濃度測定器を貸し出していただき、2系統での測定を行うことが出来ました。神岡にいらっしゃった時には何度も食事に誘っていた

だき、神岡での生活を豊かなものにしていただきました。本研究の直接の協力者という形ではありませんでしたが、現地で研究のご協力をいただき、お手数をおかけしました。また私が修士2年になってからは別の物理解析に関する研究トピックを与えていただき、最後まで面倒を見ていただき誠にありがとうございました。自分で研究を進める上での基礎や解析に関する力を身につけられたように思っています。私の力不足で形にすることが出来なかったことは心残りですが、中野さんの指揮の下で引き継がれた方と共に成果を出されることを心から願っております。I appreciate Dr. Guillaume Pronost for his help to setup the DAQ monitoring system. His contribution has been necessary to analyze data remotely in Kobe. He also gave me the information about radon concentration of the air in the laboratory. This information was very helpful for understanding the results of my measurement. Thanks to his effort, he will succeed to my work. I hope he will be successful in his measurement.

スーパーカミオカンデグループのスタッフ皆様には神岡現地での研究の際に大変お世話になりました。関谷洋之先生には本研究を行うための場所を提供していただき、DAQの問題にも重要なアドバイスをいただきました。関谷さんのご協力なしでは研究をスタートさせることもありませんでした。また実験室で私の測定と並行して行われていた実験室の工事の状況についての情報を提供を快く開示していただきました。本研究を進める上で工事の影響を考える必要があり、頂いた情報はこの点で非常に有意義なものでした。池田一得先生にはラドン濃度測定器の貸し出しとラドンレスエアーの提供をしていただきました。特にラドンレスエアーに関しては精度の良い測定をする上で必要不可欠なものであり、池田さんのご協力がなければ1ヶ月程度の測定で結果を出すことは叶いませんでした。本研究以外ではスーパーカミオカンデ実験で行われたLINAC キャリブレーションでは特にお世話になりました。LINAC キャリブレーションに関しては私の仕事がかちんと成果に貢献できていることを願うばかりです。西村康宏先生はハイパーカミオカンデ実験内の光センサーのワーキンググループの長として測定対象物の貸し出しをしていただいただけでなく、研究を詰めていく上でいただいたラドン測定の専門外としての素朴な疑問は、自分の研究における不十分な点を振り返る上で非常に役立ちました。また私が当初知らなかったPMTの性能に関する疑問についても快くお答えいただきました。ワーキンググループのミーティングに報告することがなければ参加せず、ワーキンググループの現状理解を怠ったことは申し訳ありませんでした。竹田敦先生には研究活動でお忙しいにもかかわらず、夜間に検出器の異常があった際に入坑出坑の車を出していただき、坑内で作業をするお手伝いをしていただきました。私の不手際で、ご無理を言い申し訳ありませんでした。無事に研究を終えることを出来たのは竹田さんのご助力があったことも忘れてはなりません。伊藤博士さんには神戸大学に研究員としていらっしゃった時から良くしていただきました。また物理だけでなく検出器で問題があった際も相談に乗っていただきました。特に研究への姿勢や身の回りの多くのものへの興味持たれている様子は印象的でお話しするたびに見習いたいと思っていました。またおそらくお帰りになる直前に私が無理を言い、入出坑の車を出していただき、坑内で作業をするお手伝いをしていただきました。その折は誠にありがとうございました。

東北大学の清水格先生、東京大学宇宙線研究所の亀田純先生、中島康博先生、園田祐太朗さん、竹中彰さん、カリフォルニア大学アーバイン校の峰俊一先生、信州大学の宗像一起先生、高エネルギー加速器研究機構の大山雄一先生には私が別に取り組んでいた研究で情報の提供やスーパーカミオカンデのデータ解析手法、シミュレーション、物理結果に対する考察などで多くの助言をいただきました。

神戸のスタッフの皆様も日ごろから面倒を見ていただき、誠にありがとうございました。藏重久弥先生にはコーディングや統計学での不明点をしばしばお尋ねし、快くご回答していただきました。また研究室での私の研究の報告の機会をいただいた際には数多くのご指摘をいただきました。藏重さんのご指摘の裏にある膨大な知識量にはただただ驚かされるばかりでした。山崎祐司先生にはたびたび恐らくご自身がふと思われた素朴

な疑問をいただき、物理や研究に対する理解が不十分であることを何度も気付かせていただきました。また普段からあらゆることに対してアンテナを張られていることが分かる、幅広いトピックの話をお聞きするたびに、見習いたいと思っておりました。身内賢太郎先生には学部4年生の時に卒業研究の面倒を見ていただいて以来、何となく私の方からお話に行くことが無くなったように思います。しかし相談しに行った際には、私になるべく考えさせようとするご意見をいただき、すぐに答えを求めようとする私にとって良い薬でした。越智敦彦先生には特にゼミや講義でお世話になりました。越智さんの分からないことや自分の意見があった際はなるべく相手に伝えようとする姿をしばしば拝見しており、私もきちんと考えていることを積極的に伝えるべく、越智さんの姿勢を見習っていきたいと思います。前田順平先生は解析手法で分からない点があった時に度々助言をしていただきました。また普通の雑談の中でご自身の経験に基づいた研究全般における提案もためになりました。日頃から学生部屋に顔を出していただけていたので、相談もしやすかったように思います。中村輝石さんには私の冗長なコロキウムを適宜質問しながら粘り強く聞いていただきました。私の無知のために的を射た回答をなかなかできなかったことは申し訳ありませんでした。秘書の吉田和美さんは特に出張時や備品購入時にお世話になり、ありがとうございました。

神岡宇宙素粒子研究施設の岡本幸平さんは本研究に関する研究をされている先人の中で唯一の博士の学生さんでした。同種の測定器を用いて研究をなさっていたことから、測定上の問題に対して自己の経験を交えながら数多くの非常に重要な意見をお尋ねすることが出来ました。また私がスーパーカミオカンデグループに配属されて間もない頃から気さくに話していただいたり、相談にも快く乗っていただきました。お話ししやすく、また真摯に研究に向かわれる姿は私の研究におけるお手本だったように思います。またこの論文を執筆時点で既に卒業されている宮辺裕樹さんにも大変お世話になりました。宮辺さんは私の同じ研究室先輩で本研究に関する研究をされていたこともあり、修士1年の1年間、分からないことばかりの研究に関して頻繁に質問に伺い、その度に快く回答していただきました。また本研究の測定装置の立ち上げにも、ご本人の予定を割いてまで手伝っていただきましたので、感謝のあまり頭が上がりません。

神岡宇宙素粒子研究施設の同期の皆さんは私の神岡での生活を豊かにしてくれました。また話をすることで沢山励まされました。今泉秀一くんは神岡滞在時に最も関わりを持つ時間が長かったように思います。特に急に神岡に行くことが決まった際にも快く外食に連れて行ってくれたりしたことは、娯楽のほとんどない神岡で生活する上で私が気持ちの切り替えをすることができ、大変感謝しています。岡田健さんはまだ神戸にいらっしゃった私が学部4年生の頃からよくしていただき、勝手に知った人が現地にいるというのは修士1年の時は心強かったです。特にカメラの話などのご本人の興味に対する知見の深さには大変感心していました。陳育勤くんは現地であまり会うことはありませんでしたが、夕食を一緒にした時などで目にした個性的な言動に対してたびたびツッコミを入れていたのは良い思い出です。

スーパーカミオカンデグループ内の他大学に所属されている京都大学の芦田洋輔さん、横浜国立大学の岡本浩大くん、名古屋大学の丹羽巧くん、岡山大学の原田将之くんと蓬莱明日くんは神岡や富山滞在時に一緒になった際に食事等を共にしたことが良い思い出です。私が修士2年になってからはスーパーカミオカンデグループの神戸の学生が私を除いて後輩1人だけだったので、一緒にグループ内で研究を頑張る人が身近にいるというのは神岡で研究を進める上で大変心強かったです。

神戸の先輩の皆さんにも事あるごとにお世話になりました。水越慧太さんは毎日積極的に関わりを持っていただき、普段から息抜きのために私から誰かと話すといったことをあまりしなかったので、よい気分転換になりました。また解析上の疑問からコーディングの手法に関しても様々なご意見をいただきました。石浦宏尚さんは時折ふらっと学生部屋にやってきては優しく接していただき、分からないことがあればしばしば一緒に考えていただきました。Raspberry Piで時々遊ばれている様子を見て、欲しいものは自分で作る姿勢を

感じ取らせていただきました。池田智法さんは物理に対する貪欲な姿勢を見せながらも普段は軽い発言をされることもしばしばで、自分には真似できないとは思いつつも、きっとこういうオンオフが出来る方が研究もできるのだろうと日頃から思っていました。竹田康亮さん、日比宏明さんは CERN への出張の時間が多く、あまり関わりを持つことはありませんでしたが、今行っている研究と物理とのつながりを常に意識をした研究姿勢は見習わねばならないと、お話しするたびに思いました。見習ったこの姿勢は特にこの修士論文を執筆する際に活かすことが出来たように思います。

神戸の後輩の皆さんも同室にいる私に寛容に接していただきありがとうございます。山本祥太郎くんは私と同じ研究グループの後輩でしたが、私が積極的に力になるようなことをしなかったのは少し心残りです。今後は自分の研究も妥協せず取り組みながら、新たにできるスーパーカミオカンデグループ全体の後輩と積極的に交流して行ってくれることを願うばかりです。塩見崇宏くん、島田拓弥くん、角源一郎くん、末田皓介くん、谷口浩平くんは別研究グループの後輩ということもあり、あまり関わることもありませんでしたが、ただただ私が迷惑をかけなかったかが心配です。私が修士1年の時よりも精力的に研究に取り組んでいる姿を見ていましたので、1年後に形になるようにその調子で頑張ってくれることを願っています。

一緒に研究をしてきた研究室の同期にも感謝です。網本圭輔くんは幾度となく会話が噛み合わないこともありましたが、しっかり考えて論理立てて話そうとする様子は今後も見習っていきたいと思います。生活リズムは忙しくなると相変わらずのようなので、矯正して行ってくれることを願っています。上野龍一くんはいつもギリギリまで自分の好きなことをやっていて、締め切り直前で焦っているところを何度も見かけましたが、疑問に思うことを放置せず、曖昧なままにせず調べたり聞いたりする姿はいつも感心していました。説田暉くんは「ざっくりとした」ことが多く、大枠を捉えてから詳細を詰める姿は印象的でした。この姿は普段からいきなり詳細を詰めようとする私が足りない部分であり、大局的な事から徐々に細分化する良い手本にしていきたいと思います。中村拓馬くんは同期の中で最もまともだったと私は思っています。何気ない話を普段からしていた時間は大変快いものでした。実直に研究を進めていく姿勢は私ももっと研究を頑張ろうと思わせてくれました。山下和輝くんは私が何か問題を抱えた時に一番最初に相談していた相手だと思っています。相手に分かるように説明する上で、相手がどう思うか考えながら話している様子は私も意識せねばと事あるごとに気付かされました。

最後に今まで何不自由ない学生生活を送らせてもらい、いかなる時も私の行く末を案じてくれていた両親祖父母に感謝いたします。

2020年2月7日

塩沢知晃